

ORSAY
Série A
N° d'ordre
138

T H E S E

PRESENTEE

A LA FACULTE DES SCIENCES D'ORSAY
UNIVERSITE DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR-INGENIEUR

par

Yves BOUËDO

LES EXPERIENCES D'OSCILLATION DANS CESAR
EFFETS AXIAUX
INTERPRETATION DES EXPERIENCES EN TEMPERATURE

Soutenue le 3 juin 1971, devant la Commission d'Examen

MM. HOROWITZ

Président

BUSSAC
LAPONCHE

Examineurs

ORSAY
Série A
N° d'ordre
138

T H E S E

PRESENTEE

**A LA FACULTE DES SCIENCES D'ORSAY
UNIVERSITE DE PARIS**

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR-INGENIEUR

par

Yves BOUËDO

**LES EXPERIENCES D'OSCILLATION DANS CESAR
EFFETS AXIAUX
INTERPRETATION DES EXPERIENCES EN TEMPERATURE**

Soutenue le 3 juin 1971, devant la Commission d'Examen

MM. HOROWITZ

Président

**BUSSAC
LAPONCHE**

Examineurs



à ma femme

à mes parents

R E M E R C I E M E N T S

Cette thèse placée sous la responsabilité de M. J. HOROWITZ, directeur des Piles Atomiques, a été effectuée au Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay dans le Service de Physique Mathématique, dirigé par M. J. BUSSAC. Je tiens à les remercier ici.

J'exprime toute ma reconnaissance à M. B. LAPONCHE pour l'orientation qu'il a bien voulu donner à cette thèse et pour le soutien qu'il m'a apporté tout au long de ces travaux.

Je remercie particulièrement M. M. BRUNET dont la compétence et les conseils sur les problèmes expérimentaux ont permis de réaliser cette étude et tous les physiciens et techniciens de l'ensemble expérimental CESAR-MARIUS pour leur précieuse collaboration.

Je remercie enfin Mmes Y. GASNIER, J. GENTIL et G. KATZ qui se sont chargées de la réalisation matérielle de cet ouvrage.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543732_0030

S O M M A I R E

INTRODUCTION	1
<u>PREMIERE PARTIE : Présentation des expériences</u>	
d'oscillations dans CESAR	3
I Généralités sur la méthode d'oscillation.	4
II Conditions d'oscillations dans CESAR.....	7
III Interprétation des résultats.....	13
<u>DEUXIEME PARTIE : Etude des phénomènes axiaux</u>	15
I Signal local de l'échantillon équivalent.	16
II Influence du code de calcul THERMOS sur le dépouillement des expériences en global seul.....	18
III Influence de la nature du mouvement d'oscillation	25
IV Problèmes axiaux liés au mouvement de l'échantillon	29
V Etalonnage du calcul du signal local.....	32
VI Conclusion	37
<u>TROISIEME PARTIE : Résultats des mesures</u>	38
I Présentation	39
II Comparaison vélodyne - sélecteur.....	51
III Comparaison des campagnes d'oscillations à 20 °C	54
IV Précision des résultats.....	57
<u>QUATRIEME PARTIE : Effets de température</u>	61
I Interprétation	62
II Ajustement des sections efficaces effectives	67
III Comparaison des résultats avec un effet de dégavage	81
IV Sections efficaces proposées	84

CONCLUSION 86

REFERENCES 89

ANNEXE I : Code de dépouillement TIROS

ANNEXE II : Tableaux des résultats de mesure en température

ANNEXE III : Courbes de sections efficaces du Pu 239 avec
l'énergie

LISTE DES FIGURES

LISTE DES TABLEAUX

I N T R O D U C T I O N

Les problèmes que pose l'évolution des propriétés nucléaires des réacteurs à neutrons thermiques peuvent être en partie résolus par une meilleure connaissance des propriétés neutroniques des éléments combustibles.

La méthode d'oscillation, mise au point par MM. O.TRETIAKOFF, R.VIDAL et leurs collaborateurs [1] est un moyen original de mesure de sections efficaces effectives de matériaux fissiles.

Ce type d'expérience de remplacement d'un élément combustible au centre d'un empilement critique présente l'avantage d'utiliser une faible quantité de matériau. L'interprétation de ces mesures, développée par B.LAPONCHE [2] conduit à la définition d'un échantillon équivalent qui soit le plus proche possible de l'échantillon à mesurer au sens des perturbations, seule la densité neutronique au voisinage des échantillons étant différente.

A partir des expériences d'oscillations réalisées au Centre d'Etudes Nucléaires de Cadarache sur l'ensemble expérimental CESAR avec des combustibles d'alliage uranium-plutonium, le but de ce travail est double:

- Vérifier les points délicats de cette méthode d'interprétation, d'une part par un calcul de la correction à apporter au signal local mesuré pour obtenir celui de l'échantillon équivalent, en tenant compte de la nature du mouvement de l'échantillon et d'autre part, par une meilleure prise en compte des phénomènes axiaux en traitant le cas réaliste d'un échantillon au plutonium entouré radialement et axialement de combustible de référence.

- Examiner la variation des propriétés neutroniques des combustibles au plutonium avec la température et proposer, en comparant les résultats expérimentaux au calcul des sections efficaces effectives, un jeu "évalué" cohérent de sections efficaces.

PREMIERE PARTIE

PRESENTATION DES EXPERIENCES D'OSCILLATION DANS CESAR

I - GENERALITES SUR LA METHODE D'OSCILLATION

I-1 - Introduction

La méthode d'oscillation consiste à provoquer des perturbations périodiques de certaines propriétés neutroniques d'un réacteur critique.

La technique expérimentale est l'oscillation périodique du canal central d'un réacteur dont un élément combustible est remplacé par un élément combustible à étudier.

L'originalité de la méthode repose sur la mesure simultanée de deux signaux, l'un correspondant à une variation de densité neutronique sur l'ensemble du réacteur (signal global), l'autre étant lié à une variation localisée (signal local).

Le principe détaillé de la méthode est exposé en [3].

I-2 - Perturbations fondamentales

La variation relative de densité neutronique est liée aux variations périodiques des sections efficaces effectives d'absorption et de production de neutrons que subit une zone du réacteur.

L'effet de variation de la forme de la densité neutronique au voisinage de l'échantillon perturbateur n'est en fait mesurable que si on annule l'effet en réactivité en agissant sur le réacteur de façon telle qu'en un point éloigné du centre la densité neutronique (ou le flux) garde une valeur constante entre état perturbé et non perturbé.

Une telle condition est réalisée à l'aide d'un pilote automatique. Il s'agit d'un servo-mécanisme qui compense les variations de réactivité en agissant sur une barre spéciale. On peut alors comparer deux états critiques caractérisés par:

- un signal global : variation de la position du pilote automatique
- un signal local : variation de la densité neutronique au voisinage de l'élément perturbateur

I-3 - Principe de la méthode d'interprétation

Une étude de l'état perturbé montre que la perturbation de densité neutronique sur tout le réacteur se compose de :

- un terme principal qui s'étend sur tout le réacteur, dû à la différence des taux d'absorption et de production de neutrons
- un terme transitoire localisé au voisinage de l'échantillon, lié à la différence des lois d'absorption entre l'élément perturbateur et l'élément de référence

La nature de la perturbation a conduit à introduire un élément fictif de lois d'absorption et de production de neutrons connues et de composition telle que le terme principal de la perturbation soit identique à celui obtenu avec l'élément perturbateur : c'est l'échantillon équivalent.

Par rapport à l'échantillon combustible étudié, l'échantillon équivalent est caractérisé par l'égalité des taux d'absorption et de production de neutrons sur l'ensemble du réacteur, les flux étant normalisés en un point de la périphérie du réacteur (chambre globale).

On montre qu'il existe une zone A centrée sur l'échantillon, telle qu'à l'extérieur de cette zone les flux relatifs aux échantillons perturbateur et équivalent soient superposables. L'égalité des taux de réaction entre l'échantillon étudié et son équivalent se limite donc à cette zone A, la condition de normalisation des flux étant alors faite à la périphérie de A.

Le calcul de la zone A par le code THERMOS permet ainsi le passage des signaux global et local d'un échantillon combustible à étudier aux signaux global (qui est le même) et local de l'échantillon équivalent.

On prend comme échantillon équivalent un alliage $\text{UNat} \pm \text{U235} + \text{Bore}$.

Un double étalonnage du réacteur par des échantillons enrichis ou appauvris en U235 et des échantillons UNat + Bore permet de passer des signaux de l'échantillon équivalent à ses teneurs en U235 et Bore moyennant une correction due à la non-linéarité des perturbations.

II - CONDITIONS D'OSCILLATION DANS CESAR [4]

Les échantillons ont été mesurés dans le réacteur CESAR au Centre d'Etudes Nucléaires de CADARACHE.

II-1 - Description de la pile CESAR

Le réseau César est constitué de cellules hexagonales au pas de 225,16 cm. La hauteur de l'empilement est de 4,80 m. La hauteur d'uranium est de 3,60 m (12 cartouches de 30 cm).

Le chargement de la pile est indiqué fig. 1-2-3.

- canal central : canal d'oscillation. Le canal est raccourci de 60 cm vers le bas (partie graphite) pour centrer la chambre locale sur le maximum de flux axial.
- zone de substitution : 36 canaux chargés en UNat Sicral F1 $\emptyset$ 29,2 avec 12 cartouches par canal.
- zone de référence : 198 canaux chargés en $\emptyset$ 35.
- zone enrichie périphérique permettant d'ajuster la réactivité de la pile : 56 enrichis ± 1 (treuil de réglage).

L'ajustement de réactivité est assuré par le déplacement simultané des treuils de chargement correspondant aux positions symétriques

$$\left\{ \begin{array}{l} 66-26 \text{ et } 86-30 \text{ à } 20^{\circ} \\ 66-22 \text{ et } 86-34 \text{ à } 200^{\circ} \text{C} \\ 65-19 \text{ et } 87-37 \text{ à } 400^{\circ} \text{C} \end{array} \right.$$

Le détecteur de signal global est placé dans le canal 79-15 et la barre du pilote automatique dans le canal 73-41.

Le train de référence est constitué de 22 cartouches (diamètre $\varnothing$ 29,2 - longueur 30 cm) disposées chacune dans un panier cylindrique en graphite.

La 8^{ème} cartouche à partir du haut du train est constituée par l'échantillon à mesurer.

Les figures 4 et 5 donnent la description du canal central et de la gaine des cartouches.

II-2 - Conditions d'oscillations

II-2-1 - Oscillateur

Il assure le déplacement du train de référence dans le canal central. Le servomécanisme placé sous l'empilement asservit par un système mécanique le mouvement d'un piston, sur lequel repose le train de référence, à un signal d'oscillation. La précision de l'asservissement est meilleure que $1/1000$ ce qui définit la position du train à environ ± 1 mm.

II-2-2 - Définition des conditions d'oscillations

Au cours des premières campagnes d'oscillation, l'échantillon était animé d'un mouvement rectiligne sinusoïdal dans le canal central. Il a été démontré que ce mouvement, ne satisfaisant pas aux hypothèses de calcul formulées pour l'interprétation des phénomènes, et devait être transformé en un mouvement rectiligne uniforme. On a montré ultérieurement que les hypothèses de calcul étaient en parfait accord avec ce mouvement d'oscillation.

Pour satisfaire à cette condition on a modifié le signal de commande de l'oscillateur qui est maintenant triangulaire. Les performances de l'oscillateur n'ayant pas été modifiées, au moins en ce qui concerne sa bande passante, la période du mouvement a été portée à 30 s et dans ces conditions la conformité du mouvement mécanique est assurée. La chambre locale est située axialement au centre de l'empilement et le point mort bas de l'échantillon est centré sur la chambre. La course est de 140 cm.

La course de l'échantillon a été déterminée de façon à éteindre totalement le signal local en bout de course haut. [fig. 6].

Les mesures à chaud ont nécessité une mise au point des conditions d'utilisation des appareillages de transfert des échantillons. Les réglages portant essentiellement sur les températures des éléments entrant en pile ont permis de minimiser les perturbations de température dans l'empilement pendant ces mesures.

Les problèmes technologiques d'utilisation du détecteur local ont conduit à raccourcir la campagne à 400 °C, en particulier certains échantillons à très forte teneur en Pu 240 n'ont pas été oscillés.

D'autre part aucun dépouillement n'a été effectué au sélecteur pour cette température.

II-2-3 - Pilote automatique

Le pilote automatique est constitué d'une chambre d'ionisation située à la périphérie du coeur, donc dans une zone où la perturbation locale est éteinte et d'un servomécanisme qui compense les variations de réactivité en agissant sur une barre de pilotage. La réponse en réactivité du pilote étant linéaire, le déplacement de la barre de pilotage est proportionnel à la variation de réactivité qui lui donne naissance. Un signal électrique de recopie de position de barre donne le signal global.

Le schéma de principe du pilote automatique et la constitution de la barre de pilotage sont donnés figure 7.

L'hypothèse de linéarité entre le déplacement de la barre de pilotage et les perturbations de flux au niveau des chambres de détection est vérifiée en mesurant l'efficacité du pilote automatique par divergence et sa linéarité différentielle dans les différentes configurations choisies.

A 20 °C la courbe d'efficacité présente une plage linéaire de 28 cm. La pente de la courbe est de 4,597 pcm/cm. Cette pente est de 5,525 pcm/cm à 200 °C et 4,556 pcm/cm à 400 °C.

A 20 °C la courbure de la linéarité différentielle (figure 8) reste inférieure au pour cent sur une large plage centrée sur 0,25 Volt, position qui sera adoptée pour les mesures à cette température. A 200 °C et 400 °C les courbes (figures 9 et 10) montrent un palier satisfaisant centré sur 0 Volt, position moyenne retenue.

II-3 - Détection des signaux

La figure 11 donne le schéma des chaînes de mesure pour la détection des signaux. Un amplificateur de tension à entrée différentielle amplifie les fluctuations des signaux de chambre autour d'une valeur moyenne définie par la contre-tension.

II-3-1 - Signal global

Le signal global est la recopie du mouvement de la barre de pilotage, obtenu par l'intermédiaire d'un potentiomètre. Il se présente sous la forme d'un niveau moyen important modulé par l'oscillation. Le niveau de puissance moyenne de la pile est déterminé par une contre-tension.

II-3-2 - Signal local [5]

Le détecteur local est décrit figure 4.

Le détecteur de signal local est constitué de 6 chambres identiques équipées de 2 jeux d'électrodes pour la compensation γ , l'un d'eux étant sensibilisé aux neutrons par un dépôt d'uranium 235. L'isolement des électrodes par rapport à la masse est supérieur à $10^{11} \Omega$ à 20 °C.

Chaque chambre est équipée de 3 conducteurs coaxiaux l'un pour la HT commune, les 2 autres pour les signaux γ et $n + \gamma$ respectivement. La différence des courants délivrés par ces deux électrodes permet donc d'obtenir un signal proportionnel au flux seulement.

II-3-3 - Analyse des signaux

La démodulation des signaux obtenus est assurée par deux appareils de mesure fonctionnant en parallèle, l'un analogique : le vélodyne, l'autre digital : le sélecteur auquel est adjoind un calculateur C.I.I. 10.010 qui assure le traitement de l'information du sélecteur en temps réel. Le Vélodyne détermine le fondamental des signaux, le calculateur en établit l'intégrale. La mesure du signal global doit être comparable sur les deux appareils car, vu à travers la fonction de transfert de la pile qui constitue un filtre passe-bas, le mouvement de l'échantillon induit un global réduit pratiquement au seul fondamental. La situation est différente en ce qui concerne le signal local et dans ces conditions le calculateur fournit une information plus rigoureuse que le vélodyne. Nous présenterons au chapitre des résultats une comparaison entre les deux appareils.

II-4 - Reproductibilité et précision

Chaque échantillon a été mesuré une fois après avoir effectué les tests de reproductibilité. Les échantillons d'axes sont mesurés systématiquement deux fois et des contrôles périodiques de reproductibilité sont effectués sur un échantillon standard.

La répartition des valeurs mesurées au cours de ces tests montre qu'il n'apparaît pas d'effet systématique et qu'une loi statistique est parfaitement vérifiée.

La précision peut être caractérisée par la valeur de l'écart type attaché à la mesure, où chaque mesure est la moyenne de 20 expériences de 5 périodes du mouvement de l'échantillon.

Les écarts types exprimés dans les mêmes unités que celles des tableaux de résultats sont les suivants : (les écarts types restent sensiblement identiques pour les trois températures étudiées).

		au niveau de l'expérience	au niveau de la mesure	signal moyen mesuré (en volts)
vélo-dyne	{ global	0.40	0.09	37.5
	{ local	0.60	0.13	23.2
sélecteur *	{ global	2.5	0.6	186.6
	{ local	4.0	0.9	113.9

* toutes les valeurs des signaux sélecteur sont divisées par 1000.

III - INTERPRETATION DES RESULTATS

Les différentes étapes qui permettent de passer des signaux bruts mesurés aux grandeurs physiques à déterminer sont exposées en [3].

L'interprétation est basée sur la méthode de l'échantillon équivalent. Cet échantillon fictif a même signal global que l'échantillon uranium-plutonium et un signal local différent. Il s'agit donc d'ajouter au signal local de l'échantillon étudié une quantité $L_P - L_E$ traduisant la différence des lois d'absorption entre l'échantillon perturbateur et son équivalent.

Pour la détermination de la quantité $L_P - L_E$ nous avons utilisé le code de calcul THERMOS. L'utilisation dans cette méthode d'interprétation d'un code de calcul à une dimension soulève donc le problème de sa compatibilité avec les conditions expérimentales vis-à-vis du mouvement d'oscillation et des singularités axiales du dispositif.

Nous devons ainsi résoudre trois problèmes :

- 1) Le signal local calculé par THERMOS a-t-il même signification physique que le signal local mesuré ?
- 2) Quel est l'effet du mouvement d'oscillation sur les facteurs caractéristiques du passage de l'échantillon perturbateur à son équivalent ?
- 3) Quelle est l'importance des effets relatifs aux singularités axiales du dispositif expérimental ?

Ces problèmes traitent de façon générale la validité du code de calcul THERMOS pour l'interprétation des expériences d'oscillation tant dans l'utilisation du signal local que dans l'interprétation des résultats en global seul.

L'utilisation de ces résultats nous permettant de définir une méthode d'interprétation des expériences d'oscillation cohérente, nous pouvons effectuer le dépouillement des expériences en température et étudier les influences de la température sur les données caractéristiques des alliages uranium-plutonium.

DEUXIEME PARTIE

ETUDE DES PHENOMENES AXIAUX

I - SIGNAL LOCAL DE L'ECHANTILLON EQUIVALENT

La définition de l'échantillon équivalent à un échantillon quelconque, basée sur l'égalité des taux de réaction d'absorption et de production de neutrons dans une zone A du réacteur entourant l'échantillon mesuré, assure l'égalité du signal global entre l'échantillon et son équivalent, mais par contre, leurs signaux locaux sont différents. En effet le détecteur local - afin que le signal local soit mesurable - est placé au voisinage de l'échantillon mesuré, donc à l'intérieur de la zone A, et la différence des lois d'absorption entre l'échantillon et l'équivalent entraîne une différence sur les densités neutroniques et les flux sur le détecteur local, donc sur les signaux mesurés.

Nous mesurons le signal local d'un échantillon U-Pu ; pour interpréter les résultats obtenus, nous avons besoin de connaître le signal local de son échantillon équivalent : cet équivalent est déterminé à l'aide du code THERMOS par la méthode exposée en [5] qui fournit également les quantités L_P et L_E , signaux locaux calculés pour l'échantillon U-Pu et son équivalent, en unités cohérentes avec la méthode de calcul utilisée. Pour déduire de ce calcul la correction de signal local à apporter au résultat de l'expérience, afin d'obtenir le signal local que l'on aurait mesuré pour l'échantillon équivalent, nous devons résoudre plusieurs problèmes :

1) Le signal local mesuré et le signal local calculé par THERMOS ont-ils la même signification physique.

2) Le calcul THERMOS prend-il bien en compte tous les phénomènes liés au mouvement de l'échantillon.

3) Par quel moyen peut-on étalonner le calcul THERMOS par rapport à l'expérience de façon à transformer la quantité $L_P - L_E$, exprimée en unités THERMOS, en une correction applicable au signal local mesuré, exprimé en unités arbitraires dépendant du dispositif de mesure.

En fait la détermination du signal local de l'échantillon équivalent est basée sur l'exploitation du code de calcul THERMOS. Nous devons donc d'abord évaluer l'erreur commise par les contraintes mêmes du code - limitation en énergie à 2,5 eV, géométrie cylindrique infinie - sur les termes caractéristiques du passage de l'échantillon perturbateur à son équivalent.

Cette première étude est importante car elle rend compte de la compatibilité du code THERMOS vis à vis de l'expérience, dans le dépouillement des expériences d'oscillations en global seul.

II - INFLUENCE DU CODE DE CALCUL THERMOS SUR LE DEPOUILLEMENT DES EXPERIENCES D'OSCILLATIONS EN GLOBAL SEUL

Les termes caractéristiques du passage de l'échantillon U-Pu à son équivalent de même que certains facteurs correctifs - perturbation des sections efficaces effectives par l'environnement - sont déterminés par un calcul THERMOS.

Ce code de calcul fonctionne dans une géométrie cylindrique de hauteur infinie. A la condition d'ajuster une ou deux couronnes de combustible schématisant les barreaux voisins du barreau central, une telle représentation est compatible radialement avec le dispositif expérimental - réseau hexagonal -. Par contre "THERMOS" ne permet pas de représenter axialement le dispositif expérimental - du moins en ce qui concerne l'étude en statique - Nous examinerons ultérieurement la validité de la schématisation THERMOS vis à vis du mouvement d'oscillation pour l'interprétation du signal local.

L'étude de ces singularités axiales peut être réalisée à l'aide du code bidimensionnel WIMS [11] dont il faut d'abord examiner la cohérence avec THERMOS en géométrie cylindrique de hauteur infinie, ce dernier étant caractérisé par une limitation en énergie à 2.5 eV et une distribution de sources plates à cette énergie.

II-1 - Comparaison WIMS-THERMOS en géométrie cylindrique infinie

II-1-1 - Contribution des neutrons de plus de 2.5 eV

a) Sections efficaces effectives

La comparaison entre les trois codes de calcul WIMS, THERMOS et AQUARIUS [13] - ce dernier ayant les mêmes hypothèses que THERMOS pour la distribution des sources - entre 0 et 2.5 eV - porte sur un échantillon fictif d'alliage uranium-plutonium très chargé en plutonium (35-30-40) afin d'avoir des effets importants.

	WIMS	THERMOS	CONCEPT
$\hat{\sigma}_{a_5}$	640.3	640.6	640.5
$\hat{\sigma}_{a_9}$	1289.0	1290.5	1290.0
$\hat{\sigma}_{a_0}$	532.4	532.8	538.2

Cette comparaison montre que la distribution des sources - sources de fission dans WIMS, sources plates dans le graphite à 2,5 eV pour THERMOS et AQUARIUS - ne modifie pas les sections effectives de façon sensible.

L'influence de l'énergie de coupure à 2.5 eV peut être étudiée par CONCEPT qui possède deux énergies de coupure : 2,5 eV et 5,2 eV.

		coupure à 2,5 eV	coupure à 5,2 eV	écart °/oo
échantillon Unat	$\hat{\sigma}_{a_5}$	639.1	637.2	- 2.8
	$\hat{\sigma}_{a_9}$	1419.7	1412.0	- 5.5
	$\hat{\sigma}_{a_0}$	1138.3	1131.3	- 6.3
échantillon 35-35-35	$\hat{\sigma}_{a_5}$	639.5	637.5	- 3.1
	$\hat{\sigma}_{a_9}$	1310.3	1302.8	- 5.7
	$\hat{\sigma}_{a_0}$	546.8	543.5	- 5.9

Les calculs THERMOS de sections efficaces effectives n'apparaissent dans le dépouillement des expériences d'oscillations que sous forme de termes correctifs. De ce fait, bien que la limitation en énergie ait sur les sections effectives une influence non négligeable, le poids de cette limitation sur l'interprétation des expériences est pratiquement nul.

b) Densité neutronique

Le calcul CONCEPT indique pour les deux échantillons précédents un écart sur la densité neutronique de 2 pour mille suivant une coupure à 5,2 eV ou à 2,5 eV. Néanmoins cet écart est peu important car le facteur calculé par THERMOS est le rapport des densités neutroniques dans l'échantillon U-Pu et son équivalent.

La comparaison entre n_P/n_E calculé par THERMOS entre 0 et 2,5 eV et n_P/n_E calculé par WIMS entre 0 et l'infini est effectuée en cellule sur deux échantillons, l'un à support Unat (71-05-06) l'autre à support appauvri et très chargé en plutonium (35-35-35).

Dans le calcul WIMS, l'échantillon équivalent est déterminé par l'égalité du taux de production de neutrons dans l'ensemble de la cellule et l'égalité du flux à la frontière, l'absorption étant normalisée à 1 sur l'ensemble de la cellule.

	$\left(\frac{n_P}{n_E}\right)_{\infty}^{\text{WIMS}}$	$\left(\frac{n_P}{n_E}\right)_{2.5}^{\text{THERMOS}}$	écart °/oo
éch. 71-05-06	1.0064	1.0070	0.6
éch. 35-35-35	1.0534	1.0545	1.1

Les erreurs induites par le code THERMOS sur les termes correctifs apportés par le calcul sont faibles et conduisent dans le dépouillement des expériences d'oscillations à des erreurs négligeables sur les quantités calculées.

II-2 - Singularités axiales

Le dispositif de mesure a une hauteur de 4,80 m donc peut être considéré comme infini vis-à-vis du spectre au centre de l'empilement . Il présente cependant deux singularités axiales importantes. Les détecteurs de signal local mesurent 40 cm de haut et sont situés au plan milieu de l'empilement, le reste des canaux contenant ces chambres étant vides . L'échantillon U-Ra oscillé à une hauteur de 30 cm le reste du canal central étant occupé par de l'uranium naturel.

II-2-1 - Influence de la taille du détecteur

Cette étude peut être réalisée à l'aide du code mono-énergétique CORTINA [12] qui détermine le creusement de flux provoqué par les chambres à fission dans l'ensemble CESAR.

La limite de la cellule CORTINA est telle que le volume de graphite soit identique à celui entourant chacune des six chambres du canal central.

Les sources plates sont dans le graphite.

Pour chacune des énergies désirées (CORTINA travaille à une seule énergie) on rentre les sections macroscopiques d'absorption et totale de chacun des isotopes composant la cellule. Les sections de l'uranium 235 et du graphite sont celles de la bande bibliothèque de THERMOS alors que les sections d'absorption de l'Alumine et du Zirconium sont prises en $1/v$.

Densité du graphite périphérique 1,7 ($N = 0,0854 \cdot 10^{24}$)

Le flux moyen dans la cellule étant semblable à celui dans le graphite seul - écart de l'ordre de 2 % - on calculera le creusement de flux par le terme :

$$h(v) = \frac{\bar{\phi}_u(v)}{\bar{\phi}_m(v)} \text{ ou } \bar{\phi}_u(v) \text{ et } \bar{\phi}_m$$
 sont les flux moyens à la vitesse v dans le détecteur et dans le graphite (fig. 15).

Groupe d'énergie	v/v_o	E_o eV	$h(v) = \frac{\overline{\phi}_u(v)}{\overline{\phi}_m(v)}$
1	0.20	0.001	0.822
2	0.40	0.004	0.898
3	0.60	0.009	0.9295
4	0.80	0.016	0.948
5	1.00	0.025	0.960
6	1.20	0.036	0.969
7	1.40	0.049	0.9745
8	1.60	0.064	0.9795
9	1.80	0.081	0.983
10	2.00	0.100	0.986
15	3.00	0.225	0.992
20	4.00	0.400	0.998
25	5.00	0.625	1.0025
30	5.82	0.847	1.003
35	6.24	0.974	1.0025
40	6.50	1.056	0.999
45	6.94	1.204	1.002
50	7.80	1.521	1.004

Les détecteurs de signal local provoquent un creusement de flux de l'ordre de 4 % à l'énergie thermique et nul au-dessus de 0,4 eV.

Ce creusement de flux est identique à celui constaté dans les calculs THERMOS où les détecteurs de signal local sont représentés par une couronne. D'autre part le creusement de flux au centre du détecteur est très faible, donc le spectre au centre de l'échantillon est très peu sensible à la présence de ce détecteur. De ce fait la schématisation THERMOS est suffisamment représentative de la réalité.

II-2-2 - Influence de la taille de l'échantillon

La comparaison porte sur l'échantillon 35-35-35 entre deux calculs WIMS (calculs de cellule avec une couronne ajustée de combustibles :

- échantillon de hauteur finie (30 cm)
- échantillon de hauteur infinie

	éch. fini	éch. infini	écart °/°°
n_P/n_E	1.0617	1.0609	0.8
$\hat{\sigma}_{a_5}$	649.4	649.1	0.5
$\hat{\sigma}_{a_9}$	1650.1	1648.0	1.5
$\hat{\sigma}_{a_0}$	595.2	591.3	6.8
$\hat{\sigma}_{a_1}$	1550.0	1547.0	2.0
$\hat{\sigma}_{a_2}$	69.0	68.6	5.7

Remarques :

- 1 - La valeur de THERMOS de n_P/n_E : 1.0604 est directement comparable au résultat WIMS pour un échantillon de longueur infinie .
- 2 - Les calculs de sections effectives ne sont pas rigoureux - difficulté de l'ajustement de l'intégrale de résonance - mais sont significatifs de la faible importance de la géométrie axiale sur ces sections.
- 3 - A cause de la normalisation du code WIMS il n'est pas possible de comparer directement les densités neutroniques moyennes dans le barreau. Cependant en utilisant le code AQUARIUS qui compare une cellule individualisée de hauteur finie à la même cellule à laquelle on a adjoint axialement une autre cellule à combustible central uranium naturel,

on montre que l'effet de longueur est de l'ordre de 5 ‰ sur la densité neutronique donc très faible sur la quantité n_P/n_E . Ainsi la géométrie axiale du barreau affecte de façon négligeable le terme n_P/n_E et les sections effectives.

III - INFLUENCE DE LA NATURE DU MOUVEMENT D'OSCILLATION

Le signal local de l'échantillon équivalent est défini par la relation suivante :

$$L_E = L + (L_P - L_E) \times \frac{\Delta L^M}{\Delta L^C}$$

L = local mesuré de l'échantillon UPu

$L_P - L_E$ = correction calculée de local entre l'échantillon UPu et son équivalent

$\frac{\Delta L^M}{\Delta L^C}$ = coefficient d'étalonnage permettant de passer des unités de calcul aux unités expérimentales. Ce coefficient se présente comme un rapport de local mesuré (ramené au local de l'échantillon Unat pris comme référence) à un local calculé - avec une référence semblable - en prenant les mêmes conditions pour le calcul et la mesure.

Ainsi le calcul intervient dans la détermination du local de l'échantillon équivalent par la quantité $(L_P - L_E) / \Delta L^C$ dont nous allons déterminer l'évolution axiale.

III-1 - Schématisation de l'expérience par WIMS

Le code de calcul à deux dimensions (r, z) WIMS permet de représenter parfaitement les singularités axiales de la cellule et de calculer les taux de réactions du détecteur pour différentes positions de l'échantillon dans le canal central.

La façon la plus simple de schématiser l'expérience est de placer un échantillon fixe au centre de l'empilement et de déterminer le taux de réaction de l'uranium 235, tout le long du "canal-chambre" en mettant une quantité d'uranium 235 suffisamment faible pour ne pas perturber le spectre.

L'échantillon étudié est un alliage uranium naturel - plutonium 240, ceci afin de se libérer de la compétition entre absorption et production de neutrons dans la recherche de l'échantillon équivalent.

III-2 - Longueur d'oubli axiale du spectre

Une telle représentation permet la détermination des taux de réaction de l'uranium 235 au niveau du détecteur de signal local - intégrés sur un détecteur de 40 cm - pour l'échantillon UPu étudié (T_R^P) et pour son équivalent (T_R^E) et leur évolution avec la cote moyenne de l'échantillon.

cote moyenne de l'échantillon (cm)	T_R^P	T_R^E	$T_R^P - T_R^E$
0	9.29380	9.28390	0.00990
10	9.29504	9.28652	0.00852
20	9.29842	9.29294	0.00548
30	9.30353	9.30116	0.00237
40	9.31384	9.31330	0.00054
50	9.32291	9.32282	0.00009
60	9.33118	9.33117	0.00001
70	9.33602	9.33602	0.
80	9.34121	9.34121	0.
90	9.34202	9.34202	0.

* Dans ce tableau les unités sont arbitraires.

On met ainsi en évidence axialement à partir du centre de l'échantillon (fig. 12) une longueur voisine de 40 cm, telle qu'au delà de cette distance il y ait superposition des flux dus à un échantillon perturbateur et à son équivalent.

Compte tenu de la longueur de l'échantillon on peut ainsi définir une longueur d'oubli axiale du spectre voisine de 25 cm directement comparable à celle obtenue radialement [3].

III-3 - Comparaison entre les mouvements d'oscillation uniforme et sinusoïdal

La quantité $(L_P - L_E)$, différence de local calculé entre l'échantillon UPu et son équivalent est l'intégrale sur une période d'oscillation de la fonction $(T_R^P - T_R^E) = f(t)$. (fig. 13).

Entre les mouvements d'oscillation sinusoïdal et uniforme le rapport des quantités $(L_P - L_E)$ est pour l'échantillon étudié de 1.45.

Cet effet est très important. En effet la longueur d'oubli axiale du spectre que nous venons de définir est petite devant l'amplitude du mouvement. Cela signifie que l'essentiel de $(L_P - L_E)$ se situe dans une zone où l'échantillon est très proche de la chambre. Donc $L_P - L_E$ sera d'autant plus grand que l'échantillon reste plus longtemps au voisinage du détecteur, ce qui est le cas pour un mouvement sinusoïdal par rapport à un mouvement uniforme.

Contrairement à la correction de signal local $(L_P - L_E)$, le signal local lui-même s'éteint très lentement. Pour l'échantillon étudié, à 80 cm du centre de l'échantillon le détecteur ne "distingue" plus l'élément perturbateur. La fig. 14 montre l'évolution axiale du signal local. En admettant qu'à partir de 80 cm le taux de réaction calculé est celui dû à l'Unat, l'intégration sur une période d'oscillation de ce taux de réaction ramené à celui de l'Unat donne la quantité ΔL^C , différence entre le signal local calculé de l'échantillon étudié et celui de l'Unat.

Entre les deux types de mouvement, sinusoïdal et uniforme, le rapport de ces quantités est de 1.07.

Ainsi pour un échantillon Unat + plutonium 240, l'utilisation d'un mouvement d'oscillation sinusoïdal conduit par rapport à un mouvement d'oscillation uniforme à une surestimation de la quantité $(L_P - L_E) / \Delta L^C$ d'un facteur 1.35.

Il faut noter que la précision de ce facteur correctif est relativement faible - de l'ordre de 20 % : Si le rapport des quantités $L_P - L_E$ entre des mouvements d'oscillation sinusoïdale et uniforme est connu avec une précision de 5 %, par contre on peut évaluer l'incertitude sur le rapport des quantités ΔL^C à ± 0.15 , compte tenu de l'imprécision attachée à la détermination de la distance d'extinction du signal local de l'échantillon étudié par rapport à celui de l'Unat.

III-4 - Notion de coefficient de mouvement

Ce terme correctif, que nous appellerons coefficient relatif de mouvement, est-il variable selon la nature des échantillons oscillés pour une configuration de pile donnée ?

L'évolution axiale du signal local n'est guère affectée par la nature des échantillons et en outre la correction de mouvement appliquée à ce signal reste faible devant celle appliquée au terme $(L_P - L_E)$.

Or la même étude portant sur des échantillons de nature très différente montre que la forme - et non l'amplitude - de l'évolution axiale de la quantité $T_R^P - T_R^E$ reste très voisine. Une étude radiale similaire [3] fait ressortir la même analogie.

On peut donc admettre que dans une configuration de pile donnée, il existe un coefficient relatif de mouvement qui, appliqué à la correction calculée du signal local, permet de passer pour le calcul d'un mouvement d'oscillation à un autre.

Relativement à un mouvement uniforme, ce coefficient est pour un mouvement d'oscillation sinusoïdal de 1.35 ± 0.30 pour l'ensemble expérimental CESAR.

IV - PROBLEMES AXIAUX LIES AU MOUVEMENT DE L'ECHANTILLON

IV-1 - Position du problème

L'échantillon équivalent à un échantillon U-Pu est déterminé à l'aide du code THERMOS par un calcul en cellule cylindrique (zone A) de hauteur infinie. L'égalité des sources étant assurée par le code, l'égalité des absorptions se traduit par celle des flux à la frontière de la zone A.

Si la quantité $(L_P - L_E)$ calculée par THERMOS a la même signification physique que la quantité $(L_P - L_E)$ que l'on mesurerait si l'échantillon parcourait le canal d'un mouvement uniforme [10], une étude axiale du phénomène doit permettre de savoir si cette représentation par le calcul prend bien en compte tous les phénomènes, relatifs au signal local, liés à la forme du mouvement.

Ce problème est traité par deux calculs WIMS (r,z).

- calcul avec échantillon de longueur infinie compatible avec les hypothèses du code THERMOS.
- calcul avec échantillon de longueur finie se déplaçant axialement, compatible avec l'expérience.

IV-2 - Compatibilité du mouvement uniforme et du calcul en cellule cylindrique de hauteur infinie

Il a été montré que la correction calculée de signal local pouvait être appliquée au résultat expérimental dans l'hypothèse d'un mouvement d'oscillation uniforme [2]. Par comparaison avec le code WIMS où il est possible de schématiser le mouvement de l'échantillon, on peut examiner la validité de la correction THERMOS.

Comme précédemment l'échantillon équivalent d'un élément perturbateur uranium-plutonium est déterminé par égalité des flux à la périphérie de la cellule et des taux de fissions sur l'ensemble de cette cellule.

L'échantillon étudié est l'élément 35-35-35.

- échantillon de longueur finie (30 cm) se déplaçant de façon uniforme axialement : $L_P - L_E = 4.42$

- échantillon de longueur infinie :

$$L_P - L_E = 0.1204$$

Ces valeurs ne sont pas directement comparables entre elles car dans le premier cas il s'agit d'une valeur intégrale et dans le second d'une valeur ponctuelle.

En fait la comparaison entre les deux calculs doit porter sur la quantité $(L_P - L_E) / \Delta L^C$: ΔL^C étant le local ramené à celui de l'uranium naturel d'un échantillon Unat + Bore ou Unat + U 235 + Bore, le flux à la périphérie de la cellule dû à cet échantillon étant normalisé à celui de l'échantillon Unat.

La cellule étant radialement de petite taille, bien qu'on y ait adjoint une couronne ajustée de combustible, la normalisation des flux à sa frontière est imprécise.

Un calcul ALCI appliqué à tout le réacteur donne dans les deux configurations étudiées (échantillons de longueur finie et infinie), l'écart des flux en fonction de la distance radiale à l'échantillon, pour un échantillon Unat et un échantillon Unat + Bore, les flux étant automatiquement normalisés par le code à la périphérie du réacteur.

Entre des échantillons Unat et Unat + 2.10^{-5} Bore l'écart des flux à la frontière de la cellule considérée dans les calculs WIMS est de 3.5% pour les échantillons de longueur finie ou infinie.

	calcul WIMS échantillon de longueur infinie	calcul WIMS échantillon de longueur finie se déplaçant de façon uniforme	calcul THERMOS
$L_P - L_E$	0.1204	4.42	17.37
ΔL^C	0.6143	21.77	93.52
$(L_P - L_E) / \Delta L^C$	0.196	0.203	0.187

Entre ces deux calculs WIMS, l'un représentatif de l'expérience, l'autre du calcul THERMOS l'écart est de l'ordre de 3 %.

Un tel écart conduit dans l'interprétation des résultats à des variations des sections d'absorption et de production de neutrons de l'échantillon étudié de l'ordre de 3 pour mille et une variation de l'ordre de 150 pcm sur la quantité (η_9/η_5) .

Cependant par le choix même de l'échantillon étudié, cet écart peut être considéré comme une limite supérieure. On peut donc admettre en ce qui concerne l'exploitation du signal local la validité du calcul THERMOS pour la détermination de l'échantillon équivalent dans l'hypothèse d'un mouvement d'oscillation uniforme.

Remarque : L'écart de 5 % entre le calcul THERMOS et le calcul WIMS pour un échantillon de longueur infinie peut être attribué d'une part à la mauvaise définition des conditions de réflexion dans WIMS et d'autre part à une différence d'environnement entre les deux calculs. Le calcul THERMOS a été réalisé avec deux couronnes ajustées de combustible et le calcul WIMS avec une seule.

V - ETALONNAGE DU CALCUL DU SIGNAL LOCAL

La comparaison des calculs THERMOS, relatifs à un échantillon U-Pu et à son équivalent, nous permet de connaître la quantité $[L_P - L_E]_C$ dont la signification physique vient d'être précisée. Pour déduire du signal local mesuré pour l'échantillon U-Pu, celui de l'échantillon équivalent, nous devons lui ajouter une quantité exprimée en unités expérimentales, $[L_P - L_E]_E$, déduite de $[L_P - L_E]_C$ par un étalonnage du signal local effectué en comparant des signaux mesurés et calculés pour des mêmes échantillons.

Cet étalonnage du calcul de la zone A vis-à-vis d'une variation du signal local, due à une perturbation de l'absorption dans le barreau est réalisé avec des échantillons Unat+Bore [2].

Le calcul THERMOS étant fait avec des sources constantes à 2.5 eV, on prend donc bien en compte dans le calcul de ΔL_B^C la variation d'absorption dans le barreau central. Cependant entre le cas perturbé et le cas non perturbé l'intégrale des sources de fission n'est pas la même.

THERMOS traite, ainsi que l'expérience, le cas non perturbé, mais ce code traite incorrectement l'équation du cas perturbé car il conserve l'intégrale des sources de fission constante. La valeur expérimentale ΔL_B^E ne peut donc être directement comparée à la valeur calculée ΔL_B^C qu'en introduisant dans le cas perturbé une correction de production de neutrons.

V-1 - Validité de l'étalonnage par THERMOS

L'utilisation du code THERMOS impose donc d'effectuer une correction du terme ΔL_B^E pour tenir compte de la conservation des sources dans le cas perturbé.

Le code WIMS qui prend en compte la modification de l'intégrale des sources de fission dans le cas d'un échantillon U nat + Bore permet de comparer directement la quantité ΔL_B calculée à la quantité ΔL_B mesurée.

La validité de la correction effectuée sur le ΔL_B^E pour l'étalonnage par THERMOS peut donc être vérifiée en comparant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \left[\frac{L_{nat} - L_{Bore}}{L_{nat}} \right]_{WIMS} / \Delta L_B^E \\ \left[\frac{L_{nat} - L_{Bore}}{L_{nat}} \right]_{THERMOS} / \Delta L_B^{E*} \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta L_E = \text{Local expérimental ramené à celui de l'Unat.} \\ \Delta L_B^{E*} = \Delta L_B^E \text{ corrigé du terme de source.} \end{array} \right.$$

Dans chacun des calculs les flux sont normalisés à celui de l'Unat à la périphérie de la cellule.

	WIMS	THERMOS
L_{nat}	4.19906	2559.98
L_B 2 10^{-5} B	4.17281	2547.53
4 10^{-5} B	4.14792	2535.63
	ΔL_E	ΔL_E^*
2 10^{-5} Bore	18.3006	14.2704
4 10^{-5} Bore	35.9984	27.9842

$$WIMS \left[\frac{L_{nat} - L_B}{L_B} \right] / \Delta L_E$$

$$THERMOS \left[\frac{L_{nat} - L_B}{L_B} \right] / \Delta L_E$$

2 10^{-5} Bore	3.42	3.41
4 10^{-5} Bore	3.38	3.40

* les unités de ce tableau sont arbitraires

* les teneurs en bore sont données en $10^{21}/cm^3$

La cohérence des résultats WIMS-THERMOS vérifie la validité de l'étalonnage par THERMOS.

V-2 - Influence du creusement de flux dans le détecteur local

Au centre de la chambre locale, le code THERMOS calcule la quantité :

$$L = \int_0^{2,5 \text{ eV}} \sigma f_5(v) \phi(v) dv$$

Compte tenu du creusement de flux au niveau du détecteur soit : $h(v)$ - (fig 15) la valeur corrigée du local est :

$$L^* = \int_0^{2,5 \text{ eV}} \sigma_{f_5}(v) \phi(v) h(v) dv$$

Au delà de 0,4 eV le creusement de flux dans le détecteur étant pratiquement nul on peut écrire :

$$L^* = L - \int_0^{0,4 \text{ eV}} \sigma_{f_5}(v) \phi(v) [1 - h(v)] dv = L - A$$

Ce calcul est effectué pour 3 échantillons :

- échantillon Unat
- échantillon 194 22-30-20
- échantillon 152 71-05-20

Ce qui conduit aux résultats suivants pour L^*/L qui représente la variation de signal local relatif au creusement du flux provoqué par la vraie représentation des chambres.

	L	A	$\frac{A}{L}$	L^*/L
Unat	33,3662	1,1259	0,0336	0,9664
194	32,5406	1,1018	0,0338	0,9662
152	33,5406	1,1267	0,0336	0,9664

Quel que soit l'échantillon oscillé la correction du local calculé dû au creusement du flux provoqué par les chambres, est constante. Ceci signifie qu'au niveau de la chambre locale, le spectre n'est pas perturbé par l'échantillon U-Pu.

En fait il n'est pas nécessaire de corriger les signaux locaux calculés. En effet le rôle du coefficient d'étalonnage local est de passer des valeurs physiques aux valeurs calculées en tenant compte de toutes les singularités du calcul.

Par contre la constance de cette correction justifie que l'on puisse prendre un coefficient d'étalonnage local constant quelque soit l'échantillon U-Pu.

VI - CONCLUSION

Trois remarques se dégagent de cette étude des phénomènes axiaux.

1. Dans l'interprétation des résultats en global seul le code de calcul THERMOS est très satisfaisant car dans cette méthode d'interprétation basée sur l'association à l'échantillon U-R₁ d'un échantillon équivalent, ce dernier n'intervenant que par comparaison à l'échantillon perturbateur, les termes caractéristiques du passage de l'élément étudié à son équivalent sont très peu sensibles d'une part aux contraintes mêmes du code de calcul et d'autre part aux singularités axiales du dispositif expérimental dont le code THERMOS ne tient pas compte.
2. La représentation THERMOS est compatible avec un mouvement d'oscillation uniforme.
3. Le code prend bien en compte tous les phénomènes relatifs au mouvement d'oscillation uniforme de l'échantillon, donc calcule correctement le signal local de l'échantillon équivalent, l'étalonnage permettant de passer des unités calculées aux unités expérimentales étant correctement déterminé.

TROISIEME PARTIE

RESULTATS DES MESURES

I - PRESENTATION

Les mesures par oscillation sont des mesures relatives: on compare les taux de réaction d'échantillons contenant du plutonium aux taux de réaction d'échantillons contenant de l'Uranium 235 et du Bore. La connaissance des résultats obtenus est donc liée de façon très étroite à l'étalonnage des axes et aux données fondamentales.

I-1 - Echantillons étudiés

Les échantillons U-Pu étudiés sont de teneurs très variables tant en uranium 235 qu'en plutonium. Chaque échantillon est repéré par un code de teneurs de trois indices K-L-M où K est l'enrichissement de l'uranium en 10^{-4} , L la teneur en plutonium en 10^{-4} et M la teneur du plutonium en isotope 240 en 10^{-2} . Par exemple, 22-30-20 indique un échantillon alliage d'uranium appauvri à 22 %, à 0,30 % de plutonium contenant 20 % de Pu 240.

Tableau des échantillons U-Pu

Les résultats portent sur 14 échantillons à support appauvri à 0,45 %, 0,35 % et 0,22 %.

45-15-8	22-25-3	35-25-35
45-20-8	22-30-3	35-30-35
45-25-3	22-35-3	35-35-35
45-25-20	22-30-8	
	22-35-8	
	22-25-20	
	22-30-20	

Les teneurs de ces échantillons sont données dans le tableau I. La précision sur ces teneurs est de l'ordre de $\pm 0,5$ % sur la concentration du Pu 239, de $\pm 0,1$ % sur celle en U 235 et de $\pm 0,1$ % à $\pm 0,5$ % sur les concentrations isotopiques du plutonium.

I-2 - Etalonnages du système de mesure

I-2-1 - Correction de masse

Tous les échantillons étant ramenés à un même support Unat ils présentent par rapport à l'échantillon de référence trois types de défaut de masse (tableau II) :

- défaut de masse en longueur	$\Delta M_l = M_{nat} \frac{L - L_o}{L}$
- défaut de masse superficiel	$\Delta M_s = M_{nat} \frac{D^2 - D_o^2}{D^2}$
- défaut de masse homogène	$\Delta M_h = M_{nat} \frac{\rho - \rho_o}{\rho}$

L, D, ρ sont respectivement la longueur, le diamètre et la densité de l'échantillon considéré ; L_o , D_o et ρ_o étant ceux de l'échantillon à support Unat de masse M_{nat} .

Chaque échantillon possède à la fois les trois défauts de masse. Pour en séparer les effets on adopte le développement :

$$S = \alpha_o + \alpha_l \Delta M_l + \alpha_s \Delta M_s + \alpha_h \Delta M_h$$

S est le signal mesuré de l'échantillon de défauts de masse ΔM_l , ΔM_s et ΔM_h . α_o est le signal origine.

La détermination expérimentale de α_s et α_l à partir d'échantillons Unat de diamètre et longueur différents est aisée. Il est beaucoup plus difficile de connaître α_h , d'une part à cause de la faiblesse des écarts entre signaux d'échantillons de densité variable et d'autre part à cause de la faiblesse même des défauts homogènes des échantillons Unat qui ont été choisis pour la correction de masse. La détermination de α_h , ou plus précisément α_s/α_h s'effectue par le calcul :

$$\frac{\alpha_s}{\alpha_h} = \frac{\Delta M_h}{\Delta M_s} \frac{S_s - S_o}{S_h - S_o}$$

S_o = signal origine.

ΔM_h et ΔM_s sont les écarts de densité et de carré du rayon du barreau de combustible, par rapport à la référence, S_h et S_s étant les signaux correspondant à ces échantillons.

La détermination expérimentale des coefficients de correction de masse est faite au vélodyne et au sélecteur à partir des résultats fournis par les échantillons 101 - 102 - 103 - 104 - 105 - 230 - 231 - 232 - 233 - 234 - 300 - 301 - 302 - 303. La précision sur les teneurs en U 235 de ces échantillons est de l'ordre de $\pm 0,1 \%$.

Les paramètres sont ajustés par moindres carrés.

a) Ajustement en global

	origine	α_s	α_l
20 °C {	vélodyne - 0,91 $\pm$ 0,05	0,0072 $\pm$ 0,001	0,0098 $\pm$ 0,001
	sélecteur 4,52 $\pm$ 0,3	-0,044 $\pm$ 0,005	-0,049 $\pm$ 0,005
200 °C {	vélodyne - 0,89 $\pm$ 0,03	0,0050 $\pm$ 0,006	0,0070 $\pm$ 0,0006
	sélecteur 4,06 $\pm$ 0,3	-0,028 $\pm$ 0,005	-0,034 $\pm$ 0,005
400 °C {	vélodyne - 1,18 $\pm$ 0,09	0,0034 $\pm$ 0,0006	0,0040 $\pm$ 0,0007
	sélecteur - 4,71 $\pm$ 0,24	0,018 $\pm$ 0,005	0,025 $\pm$ 0,005

b) Ajustement en local

		Origine	α_s	α_l
20 °C	{ vélodyne	- 0,42 ± 0,09	0,101 ± 0,001	0,118 ± 0,002
	{ sélecteur	4,5 ± 0,8	0,421 ± 0,014	0,534 ± 0,015
200 °C	{ vélodyne	0,50 ± 0,06	0,078 ± 0,001	0,094 ± 0,001
	{ sélecteur	6,9 ± 0,3	0,334 ± 0,006	0,412 ± 0,006
400 °C	{ vélodyne	0,81 ± 0,2	0,069 ± 0,001	0,078 ± 0,001
	{ sélecteur	2,06 ± 0,3	0,115 ± 0,005	0,157 ± 0,005

c) Calcul de α_s/α_h

global

Le signal mesuré correspond à une variation de réactivité.

Plaçons nous en théorie des perturbations au 1^{er} ordre

L'équation de la diffusion : $D\Delta\Phi + (k_\infty - 1) \Sigma_2 \Phi = 0$

s'écrit symboliquement : $H | \Phi > = S | \Phi >$

où H est l'opérateur agissant sur $\overline{\mathcal{D}}$, S l'opérateur de source introduisant une perturbation ΔH

$$(H + \Delta H) | \Phi' > = (S + \Delta S) | \Phi' >$$

Φ' = flux perturbé

ΔS = variation de production de neutrons

en introduisant le flux adjoint Φ^*

$$\Delta S = \frac{\langle \Phi^*, \Delta H | \Phi' \rangle}{\langle \Phi^*, \Phi' \rangle}$$

Au premier ordre - c'est-à-dire en considérant que le flux perturbé est égal au flux du cas non perturbé - $\Delta S = \Delta H$ car $\langle \Phi^*, \Phi \rangle = \int \Phi^2$. Or, la variation de l'opérateur ΔH correspond à des variations de δk_∞ et $\delta \Sigma_2$ telles que l'état perturbé soit donné par :

$$D\Delta \Phi' + (k_\infty' - 1) \Sigma_2' \Phi' = \frac{1}{v} \frac{\delta \Phi'}{\phi v}$$

$$\text{avec } k_\infty' = k_\infty + \delta k_\infty$$

$$\Sigma_2' = \Sigma_2 + \delta \Sigma_2$$

donc la variation de réactivité est proportionnelle à la variation de $(k_\infty - 1) \Sigma_2$ calculée par exemple avec le Code COREGRAF II [8].

$$\text{d'où } \frac{\alpha_s}{\alpha_h}_{\text{global}} = \frac{\delta \left[(k_\infty - 1) \Sigma_2 \right]_s}{\delta \left[(k_\infty - 1) \Sigma_2 \right]_h}$$

les variations de $(k_\infty - 1) \Sigma_2$ sont obtenues à partir de COREGRAF II.

$\delta (k_\infty - 1) \Sigma_2 \cdot 10^{-6}$	T = 20 °C	T = 200 °C	T = 400 °C
$\delta M_s = 10 \%$	19,968	19,852	18,570
$\delta M_h = 10 \%$	20,016	21,913	22,945

T	α_s / α_h
20°	0,99
200°	0,92
400°	0,82

Local

Le code de calcul THERMOS calcule l'absorption entre 0 et 2,5 eV en tout point de la cellule mais normalise l'absorption totale à 1 pour l'ensemble de la cellule.

La détermination de cette absorption au niveau du détecteur pour des barreaux de combustible différents peut être réalisée en couplant "THERMOS" au code de ralentissement RACOLE [16]. Ce dernier peut calculer en tout point de la cellule le flux à 2,5 eV, énergie de coupure de THERMOS, donc fournir une distribution spatiale des sources de ralentissement pour THERMOS.

La représentation de la cellule est identique pour les deux codes mais dans l'utilisation de RACOLE on définit une section équivalente de l'uranium 238 $\sigma_e = 1/N_8 \cdot d$ où N_8 est la concentration de l'U 238 et d le diamètre du barreau de combustible.

	$N_8 \cdot 10^{21}/\text{cm}^2$	d cm	$\sigma_e \text{ b}$
Référence	47.72	2.92	7.19
$\Delta M_l = 10 \%$	47.72	3.06	6.84
$\Delta M_h = 10 \%$	52.52	2.92	6.52

THERMOS fournit donc l'absorption entre 0 et 2,5 eV au niveau du détecteur, cette absorption vaut en 10^{-3}

	20 °C	200 °C	400 °C
Référence S_o	7.0171	6.8220	6.6806
" S_s	6.8945	6.7061	6.5686
" S_h	6.9313	6.7359	6.5943

d'où le tableau suivant.

T	$(\alpha_s/\alpha_h)_1$
20°	1.46
200°	1.35
400°	1.30

La valeur à 20° confirme cette fois la valeur 1.40 obtenue en 1966 par "HECTOR" où le signal local était représenté par la variation de densité neutronique en un point du barreau. En ce qui concerne la précision du résultat la remarque faite pour le calcul en global s'applique également.

L'incertitude introduite sur le résultat final par cette méthode reste toujours faible en valeur absolue et inférieure à l'écart type des signaux bruts. En effet une erreur sur les rapports de pentes revient à déplacer la pondération du défaut de masse, ΔM_h le coefficient de pondération étant toujours voisin de 1.

I-2-2 - Axes U5 et Bore

Les axes d'étalonnage sont établis par ajustement parabolique des signaux mesurés pour 8 échantillons enrichis ou appauvris (210-212-111-112-113-114-115-116) et 5 échantillons borés (120-121-122-123-124). Les teneurs de ces échantillons sont indiquées dans le tableau III.

La précision est de $\pm 1 \%$ sur les teneurs en Bore et $\pm 0,1 \%$ sur les teneurs en U 235. Ces précisions sont importantes car les teneurs en Bore et en U 235 interviennent directement sur tous les résultats.

Les paramètres des axes d'étalonnages sont regroupés dans le tableau IV.

I-3 - Signaux et équivalences

Les tableaux V, VI, VII indiquent les valeurs brutes des signaux mesurés au cours des trois campagnes de température et leurs valeurs corrigées de masse - pour tenir compte des différences de masse et de géométrie avec l'échantillon de référence .

Après avoir centré ces signaux (les signaux global et local de l'uranium naturel ne sont pas tout-à-fait nuls) la première étape du traitement de ces signaux est le passage à l'échantillon équivalent.

- Signal global de l'échantillon équivalent

Il faut tenir compte de l'effet des neutrons retardés [2]. Cet effet revient à diminuer le signal global de chaque échantillon U-Pu d'environ 0,15 % de la composante production de neutrons due au plutonium qu'il contient :

$$G_E = G_C - AGO \cdot (N_5^0 + \delta N_5 - N_5)$$

AGO = terme correctif

G_C = signal global corrigé de masse et centré

N_5 = teneur en U 235 de l'échantillon U-Pu

$N_5^0 + \delta N_5$ = teneur en U 235 de l'échantillon équivalent

AGO	vélodyne	sélecteur
20 °C	2,69	- 13,53
200 °C	2,06	- 10,39
400 °C	1,70	

- Signal local de l'échantillon équivalent

L'effet des neutrons retardés sur le signal local est négligeable. Le signal local de l'échantillon équivalent est déterminé en ajoutant au signal local de l'échantillon U-Pu une quantité $L_P - L_E$, traduisant la différence des taux de réaction du détecteur local entre échantillon U-Pu et équivalent, calculée par le code THERMOS. Cette quantité est exprimée en unités expérimentales à l'aide du coefficient d'étalonnage ALO.

ALO	vélodyne	sélecteur
20 °C	0,995	4,49
200 °C	0,960	4,28
400 °C	0,999	

Bien que très proche de l'Unat, le domaine étudié est sensible à la perturbation de flux dans les échantillons, due à la variation de leur composition.

La composante linéaire des signaux mesurés peut être extraite en effectuant une "correction de courbure" basée sur une méthode des perturbations [2]. Cette correction ainsi effectuée, la composition de l'échantillon équivalent se fait en passant du système d'axes global-local, au système d'axes U 235-Bore.

I-4 Données nucléaires fondamentales

Les choix des valeurs des sections efficaces ainsi que le calcul du spectre interviennent directement sur tous les résultats.

Les sections efficaces utilisées sont celles de la bibliothèque UKAEA 1967 normalisées aux valeurs à 2200 m/s de la dernière publication de l'A.I.E.A. [14].

valeurs à 2200 m/s

	U 235	Pu 239	Pu 241
ν	2,423	2,880	2,934
σ_a	678,5	1012,9	1375,4
σ_f	580,2	741,6	1007,3
$\eta_5 = 2,0720$		$\eta_9 = 2,1086$	$\frac{\eta_9}{\eta_5} = 1,0177$

En outre, nous avons adopté les valeurs suivantes:

Pu 240	$\sigma_a = 297$ barns
Pu 242	$\sigma_a = 30$ barns
Am 241	$\sigma_a = 587$ barns

La sections du Bore est prise en $1/v$ ainsi que celle de l'U 238 dans le domaine thermique

$$\sigma_0 \text{ Bore} = 760,3 \text{ barns}$$

$$\sigma_0 \text{ U8} = 2,72 \text{ barns}$$

A l'intérieur de la bibliothèque UKAEA 1967, on a pris les quantités caractérisées par le numéro d'ordre suivant:

(D.F.N. = data file number)

Pu 239	DFN 329
Pu 240	DFN 201
Pu 241	DFN 40

I-5 - Calcul des sections efficaces effectives

Les sections efficaces effectives de référence sont obtenues par un calcul de cellule COREGRAF II [8]. Elles sont corrigées de l'effet de variations dues aux fuites macroscopiques en entrant dans le code les valeurs du laplacien du réseau U-Nat de référence. Il faut ensuite appliquer à ces valeurs établies sans tenir compte des phénomènes d'interaction locaux, les corrections d'environnement radial et de chambre. Cette correction est calculée par le code THERMOS de la manière suivante: pour chaque échantillon on calcule les sections efficaces effectives par un calcul de cellule. Les résultats sont donc tout-à-fait comparables à ceux obtenus par COREGRAF. Une différence subsiste toutefois, due au fait que COREGRAF intègre les sections efficaces sur un spectre d'énergie s'étendant de 0 à l'infini, alors que THERMOS ne travaille que dans la bande d'énergie 0 - 2,5 eV.

Un second calcul THERMOS, dit de supercellule, dans laquelle la cellule centrale réelle et les cellules environnantes sont représentées le plus exactement possible, définit les sections efficaces dans la configuration de mesure mais toujours avec l'énergie de coupure de 2,5 eV. Le rapport $Q = \frac{\hat{\sigma}_{\text{supercellule}}}{\hat{\sigma}_{\text{cellule}}}$ représente la correction à apporter au calcul de cellule pour

obtenir les sections efficaces effectives réelles. Il est calculé pour chaque échantillon et pour chaque isotope et appliqué aux sections efficaces calculées par COREGRAF. On admet que ce rapport établi dans la bande d'énergie 0 - 2,5 eV se conserve dans la bande 0 - ∞ .

Pour chacune des températures étudiées, les sections efficaces effectives de référence issues de COREGRAF sont présentées dans le tableau VIII et les facteurs correctifs d'environnement et de chambre calculés par THERMOS dans le tableau IX. Le tableau X donne les termes caractéristiques, calculés par THERMOS, du passage de l'échantillon U-Pu à son équivalent.

I-6 - Tableaux des résultats

L'ensemble du dépouillement est effectué par le code TIROS - décrit en annexe I. On lui fournit d'une part les signaux corrigés de masse (considérés comme le résultat de l'expérience), d'autre part toutes les quantités calculées par THERMOS.

Les tableaux de résultats sont consignés dans l'annexe II.

En vélodyne et en sélecteur ces tableaux fournissent à chacune des températures étudiées les valeurs de η_p/η_5 , leur écart aux valeurs calculées exprimé en pcm et la valeur de η_9/η_5 à 2200 m/s qui en résulte par la méthode des proportions calculées. Ces valeurs sont obtenues, soit à partir des deux signaux global et local, soit à partir du global seul. Ces tableaux donnent également les valeurs de $\hat{\sigma}_{a_p}$ et $v\hat{\sigma}_{f_p}$, leur écart aux valeurs calculées en % et les valeurs des sections efficaces à 2200 m/s : σ_{a9_0} , σ_{f9_0} , σ_{a0_0} .

II - COMPARAISON VELODYNE SELECTEUR

Le traitement des signaux obtenus est assuré par 2 appareils de mesure : le vélodyne et le sélecteur auquel est adjoint un calculateur. Le vélodyne mesure l'amplitude du fondamental de chacun des signaux mesurés alors que le sélecteur en établit l'intégrale.

Entre les deux types de traitement, les mesures avec signal global seul sont théoriquement équivalentes. Dans le cas des mesures avec signal local le calculateur fournit une information plus rigoureuse que le vélodyne car la détermination de l'intégrale assure une meilleure cohérence avec THERMOS.

Valeur moyenne η_9/η_5 à 2200 m/s

La comparaison entre vélodyne et sélecteur ne porte que sur 20 °C et 200 °C, le dépouillement en sélecteur n'ayant pu être effectué à 400 °C.

		vélodyne	sélecteur
* 20 °C	{ G-L	1,0098	1,0099
	{ G	1,0141	1,0132
200 °C	{ G-L	1,0058	1,0069
	{ G	1,0146	1,0152

* les échantillons 191 et 195 n'ont pas été mesurés au sélecteur

Ecart (calcul-expérience)/(expérience)

	20 °C		200 °C	
	η_P/η_5 en global- local en ‰		Σ_{ap} en %	
	V	S	V	S
45-15-8	14,1	15,9	- 1,4	- 2,1
45-20-8	13,8	13,8	- 2,5	- 2,2
45-25-3	14,4	15,1	- 4,2	- 4,1
45-25-20	5,2	5,0	- 3,1	- 2,2
22-25-3	14,6	*	- 2,6	- 3,4
22-30-3	12,5	12,6	- 2,5	- 2,2
22-35-3	13,9	*	- 3,8	- 3,0
22-30-8	14,0	13,5	- 0,8	- 1,4
22-35-8	13,0	12,1	- 2,9	- 2,7
22-25-20	2,6	3,9	- 1,0	- 1,4
22-30-20	1,8	1,8	- 1,3	- 1,4
35-25-35	1,5	1,6	- 1,3	- 1,3
35-30-35	0,8	- 0,3	- 2,4	- 2,3
35-35-35	1,4	- 1,3	- 3,9	- 3,1
Moyenne	7,9	7,9	- 2,4	- 2,4

* échantillons non mesurés au sélecteur.

Cette comparaison est très satisfaisante et montre que la méthode de démodulation ne met pas en cause les résultats tant à froid qu'en température.

Les différences entre les résultats, selon les deux types de démodulation, étant négligeables, nous effectuerons la comparaison des résultats en température à partir du dépouillement en vélodyne, ceux-ci étant disponibles pour tous les échantillons (et également pour toutes les campagnes à 20 °C).

III - COMPARAISON DES CAMPAGNES D'OSCILLATION A 20 °C

Les résultats à 20 °C de cette campagne d'oscillation CESAR 69 peuvent être directement comparés à ceux obtenus à partir des mesures effectuées en 1966 dans CESAR et 1967 dans MARIUS. Ces campagnes de mesures, basées sur la même méthode d'interprétation et dont les résultats sont par ailleurs exposés [7], concernent les mêmes échantillons et des cellules très voisines.

La campagne MARIUS 67 porte sur des mesures en global seul, celle de CESAR utilisant les mesures du signal global et du signal local.

La différence importante entre les deux campagnes effectuées dans CESAR est la modification du mouvement d'oscillation (triangulaire en 1969 et sinusoïdal en 1966).

La comparaison des résultats en global seul entre MARIUS 67 et CESAR 69 est intéressante car elle permet de connaître le poids de la perturbation provoquée par la présence du détecteur local.

Ecart calcul-expérience en 10^{-3} sur η_P/η_5

	CESAR 66 G-L	CESAR 69 G-L	CESAR 66 G seul	MARIUS 67 G seul	CESAR 69 G seul
45-15-8	19,9	14,1	8,6	8,8	9,0
45-20-8	16,4	13,8	7,0	8,3	8,4
45-25-3	*	14,4	*	*	8,7
45-25-20	*	5,2	*	0,2	1,0
22-25-3	21,4	14,6	6,1	6,5	7,4
22-30-3	16,1	12,5	6,2	7,1	7,1
22-35-3	13,7	13,9	7,2	7,3	7,7
22-30-8	16,3	14,0	5,3	5,4	5,4
22-35-8	13,2	13,0	7,5	9,1	9,5
22-25-20	14,5	2,6	0,4	1,4	- 0,8
22-30-20	8,9	1,8	- 1,9	- 0,8	- 1,6
35-25-35	*	1,5	*	*	- 0,5
35-30-35	*	0,8	*	- 4,8	- 2,9
35-35-35	*	1,4	*	0,1	- 0,2
Moyenne des 9 échantillons communs	15,6	11,2	5,2	5,9	5,8

* échantillons non mesurés.

Ce tableau appelle plusieurs remarques :

1 - Malgré l'existence d'un coefficient de mouvement (deuxième partie) l'incertitude liée à la forme du mouvement d'oscillation de CESAR 66 ne permet pas une comparaison valable sur les résultats en global-local. - Notons que l'incertitude du coefficient de mouvement : $1,35 \pm 0,3$ entraîne une incertitude sur la quantité $(C-E)/E$ de η_p/η_5 de l'ordre de $8^\circ/\text{‰}$ -. Ceci signifie qu'une évaluation rigoureuse de ce coefficient pourrait permettre une meilleure concordance entre les résultats global - local des campagnes CESAR 66 et CESAR 69.

2 - L'excellente cohérence des résultats en global seul prouve une très bonne reproductibilité de la méthode.

3 - La similitude des résultats obtenus dans deux configurations de piles différentes (MARIUS et CESAR) confirme la validité de la représentation de l'expérience par le code de calcul THERMOS.

IV - PRECISION DES RESULTATS

Nous allons examiner les différents effets qui interviennent sur la précision des résultats.

IV-1 - Précision des mesures

Une mesure est la moyenne de 20 expériences de 5 périodes chacune du mouvement d'échantillon. La faiblesse des écarts types attachés à la mesure (1^{ère} partie - I-4) et l'excellente reproductibilité de ces mesures - confirmée par l'analyse des résultats MARIUS 67 et CESAR 69 à 20 °C - montre le peu d'influence de ces mesures sur l'incertitude des résultats finaux.

IV-2 Correction de masse

Bien que les échantillons présentent de faibles défauts de masse, la correction du signal local y est très sensible, contrairement au signal global. Cette correction peut atteindre 5 volts pour un local de 30 V. Il faut remarquer que l'incertitude liée à la correction de masse sur le signal local diminue quand la température augmente.

De toute façon l'incertitude introduite sur le résultat final par cette correction de masse et en particulier par la méthode de calcul du "coefficient homogène" est largement inférieure à l'écart type des signaux bruts.

IV-3 - Correction de courbure

La précision du coefficient de courbure est liée à la précision des signaux d'étalonnage. L'incertitude est un peu plus grande en local qu'en global.

IV-4 - Axes d'étalonnage

Une petite erreur sur les paramètres des axes d'étalonnage entraîne sur le résultat final des erreurs relativement faibles pour les échantillons à support appauvri et très importantes pour les échantillons à support Unat. C'est pour cette raison que ces échantillons à support Unat ou très peu appauvris présentent dans leurs résultats une très grande dispersion ce qui en rend le dépouillement difficilement interprétable.

La précision des paramètres d'axes est déterminée par le choix des échantillons étalons. Si l'axe U 235 est bien déterminé, on peut admettre que l'axe bore est déterminé à 1 % près ce qui entraîne aussi bien en global qu'en local une erreur de $\pm 0,1$ % sur le η_P/η_5 de certains échantillons.

IV-5 - Teneur en plutonium

Dans l'utilisation simultanée du signal global et du signal local une incertitude sur la teneur en plutonium n'affecte pas les résultats en η_P/η_5 mais seulement les sections effectives (l'incertitude sur la teneur en Pu se conserve sur les sections effectives).

Par contre en global seul la teneur en plutonium est le facteur le plus important d'incertitude . 1 % d'erreur sur la teneur en Pu provoque une erreur de 300 pcm sur la valeur η_P/η_5 .

L'analogie des résultats relatifs à plusieurs échantillons montre que l'erreur sur la teneur en Pu n'est pas supérieure à 0.5 %.

L'incertitude liée à la teneur en Pu est donc de $\pm 0,15$ % sur le η_P/η_5 en global seul (cette valeur n'étant pas affectée en global-local) et de $\pm 0,5$ % sur les sections effectives.

IV-6 - Effet des neutrons retardés

Cet effet n'intervient que sur la détermination du signal global de l'échantillon équivalent. L'incertitude liée à cet effet sur η_P/η_5 peut être évaluée à $\pm 0,05 \%$.

IV-7 - Incertitudes dues à la méthode d'interprétation

En global seul, l'intervention du calcul sur les résultats est relativement peu importante. L'ensemble des calculs se résume à un calcul de cellule COREGRAF et deux calculs THERMOS permettant de déterminer l'effet d'environnement et les quantités η_P/η_E , α et β relatives au passage de l'échantillon U-Pu à son équivalent. En fait l'effet d'environnement étant faible, l'échantillon équivalent n'intervenant que par rapport à l'échantillon U-Pu, on peut estimer à $\pm 0,15 \%$ la contribution du calcul à l'incertitude sur η_P/η_5 . Cette erreur est celle relative aux résultats à 400 °C, température pour laquelle les effets d'environnement sont assez importants. A 20 °C l'erreur sur η_P/η_5 est plus faible.

Dans l'utilisation du signal local, la principale source d'incertitude est la détermination de la quantité $(L_P - L_E)$ exprimée en unités expérimentales.

Dans la deuxième partie nous avons vu que THERMOS calculait correctement la quantité $L_P - L_E$ et de façon cohérente avec l'expérience, on peut donc admettre une erreur sur cette quantité inférieure à 10 % qui entraîne une incertitude moyenne de $\pm 0,5 \%$ sur η_P/η_5 , $\pm 1,5 \%$ sur Σa_p et $\pm 1 \%$ sur $v\Sigma f_p$.

IV-8 - Conclusion

En admettant que le rapport des sections effectives $\hat{\sigma}_{a_5}/\hat{\sigma}_{a_p}$ est bien calculé on peut estimer à $\pm 0,45 \%$ l'incertitude sur η_p/η_5 déduit des expériences en global seul.

Dans le dépouillement des résultats utilisant la mesure simultanée des deux signaux global et local la précision peut être évaluée à $\pm 0,75 \%$ sur η_p/η_5 , $\pm 2 \%$ sur $\hat{\sigma}_{a_p}$ et $\pm 1,5 \%$ sur $v\hat{\Sigma}_p$.

QUATRIEME PARTIE

EFFETS DE TEMPERATURE

I - INTERPRETATION

La discussion des résultats porte essentiellement sur la façon dont peuvent être modifiées les données nucléaires fondamentales pour qu'il y ait accord entre le calcul et l'expérience.

Bien que les mesures déduites du signal global seul donnent une meilleure précision sur les résultats, le fait que l'on ne puisse séparer dans ce cas la fission de l'absorption, ne permet pas d'orienter aisément l'interprétation des mesures. Ceci a conduit à mener cette interprétation à partir des mesures en global-local étant entendu qu'à chaque nouvel ajustement, on en vérifie la compatibilité sur les résultats en global seul. En outre l'utilisation, dans le dépouillement, du signal local permet de se libérer des incertitudes liées aux teneurs des échantillons en plutonium.

Ces ajustements portent sur 14 échantillons appauvris (9 pour les mesures à 400 °C) mais pour éviter de rendre la présentation trop lourde, on n'en présente les différentes phases que pour 6 échantillons - communs aux trois températures - dont l'évolution des teneurs en Pu^{239} et Pu^{240} est bien caractéristique .

Ces échantillons sont :

191	22-25-03
193	22-30-03
195	22-35-03
186	22-30-08
192	22-25-20
194	22-30-20

I-1 - Analyse des résultats

Rappelons l'ensemble des résultats obtenus pour ces échantillons à partir des données nucléaires fondamentales décrites au chapitre III (§ I-4).

(C-E)/E sur η_P/η_5 en 10^{-3}

	G - L			G		
	20 °C	200 °C	400 °C	20 °C	200 °C	400 °C
22-25-03	14.6	16.7	13.2	7.4	6.5	6.2
22-30-03	12.5	16.2	16.4	7.1	6.7	5.8
22-35-03	13.9	16.7	18.3	7.7	7.3	3.2
22-30-08	14.0	14.2	17.4	5.4	5.1	4.7
22-25-20	2.6	3.7	4.3	-0.8	0.1	3.8
22-30-20	1.8	5.3	6.8	-1.6	0.6	1.6

(C-E)/E sur $\hat{\Sigma}_{a_p}$ et $v\hat{\Sigma}_{f_p}$ en 10^{-2}

	$\hat{\Sigma}_{a_p}$			$v\hat{\Sigma}_{f_p}$		
	20 °C	200 °C	400 °C	20 °C	200 °C	400 °C
22-25-03	- 1.8	- 2.6	- 3.0	- 0.3	- 1.0	- 1.7
22-30-03	- 1.4	- 2.6	- 3.2	- 0.1	- 1.0	- 1.6
22-35-03	- 1.6	- 2.3	- 3.3	- 0.3	- 0.8	- 1.5
22-30-08	- 2.2	- 2.3	- 3.7	- 0.8	- 1.0	- 2.0
22-25-20	- 0.9	- 1.0	- 1.1	- 0.6	- 0.6	- 0.7
22-30-20	- 0.9	- 1.3	- 1.6	- 0.8	- 0.9	- 0.9

Commentons ces résultats :

- 1) Si on compare des échantillons à teneurs voisines en plutonium, mais très différentes en Pu^{240} , on constate que (C-E)/E relatif à $\hat{\Sigma}_{a_p}$ augmente (diminue en valeur absolue)

avec la teneur en Pu^{240} , et que cet effet est d'autant plus important que la température est plus élevée.

Ceci indique que l'absorption de cet isotope est surestimée, l'évolution des écarts avec la température pouvant s'expliquer par l'effet Doppler dont on ne tient pas compte dans le calcul des sections efficaces effectives par COREGRAF II.

On constate également une variation de l'écart $(C-E)/E$ relatif à $v\hat{\Sigma}f_p$ dont on ne peut fournir d'explication satisfaisante.

2) Si on compare entre eux des échantillons à faible teneur en Pu^{240} on constate des écarts importants entre expérience et calcul sur $\hat{\Sigma}a_p$ et $v\hat{\Sigma}f_p$, écarts qui décroissent avec la température (qui augmentent en valeur absolue).

Ces résultats indiquent qu'il faut augmenter les rapports $v_9 \hat{\sigma}f_9 / v_5 \hat{\sigma}f_5$ et $\hat{\sigma}a_9 / \hat{\sigma}a_5$ dans des proportions d'autant plus grandes que la température est plus élevée. Notons qu'une modification de ce premier rapport ne change que la valeur calculée de η_p / η_5 en global seul et qu'une variation de $\hat{\sigma}a_9 / \hat{\sigma}a_5$ change à la fois les valeurs expérimentales et calculées, mais ces dernières de façon plus importante.

L'évolution des écarts sur $\hat{\Sigma}a_p$ et $v\hat{\Sigma}f_p$ en température étant très importante, c'est au plutonium 239 qu'on doit s'intéresser. On peut compenser les écarts sur $\hat{\Sigma}a_p$ et $v\hat{\Sigma}f_p$ dus aux effets de température en accentuant l'augmentation des sections effectives du Pu^{239} , en particulier en augmentant le poids de la résonance de cet isotope.

3) Le fait d'avoir modifié la courbe de sections efficaces de fission de l' U^{235} , publiée par l'U.K.E.A., à très basse énergie [17] ne provoque que de faibles effets sur les sections efficaces effectives de fission de cet isotope. En effet cette modification induit une diminution de $\hat{\sigma}f_5$ de 0,4 ‰ à

20 °C et une augmentation de $1^{\circ}/_{\text{‰}}$ à 200 °C et $1.5^{\circ}/_{\text{‰}}$ à 400 °C.

La faiblesse de ces variations ne permet pas d'interpréter au niveau de nos résultats la validité de cette correction, imposée par l'ajustement du coefficient de température de la réactivité de la pile César.

I-2 - Influence de l'effet Doppler sur la section efficace effective du Pu²⁴⁰

L'effet Doppler se traduit par un élargissement de la résonance dû à une augmentation de température, son intégrale n'étant pas modifiée. Cet effet est d'autant plus important que la résonance est plus étroite comme c'est le cas pour le Pu²⁴⁰. La résonance du Pu²³⁹ étant très large, les sections effectives de cet isotope sont très peu sensibles à cet effet.

Pour le Pu²⁴⁰, l'élargissement de sa résonance à 1 eV par effet Doppler entre 20 °C et 400 °C est de 23 % au niveau de la demi-largeur.

Un calcul de section effective effectué à 400 °C sur quelques échantillons d'oscillation, avec une courbe $\sigma_a(E)$ du Pu²⁴⁰ élargie par la température montre que $\hat{\sigma}_{a40}$ sans effet Doppler est sous-estimée de 3 % à 400 °C.

$$\frac{\hat{\sigma}_{40 \text{ avec effet Doppler}} - \hat{\sigma}_{40 \text{ sans}}}{\hat{\sigma}_{40 \text{ sans}}} = 0.03 \text{ à } 400 \text{ °C}$$

Cet effet introduit pour les échantillons les plus chargés en Pu²⁴⁰ une augmentation de 300 pcm sur la section d'absorption de cet isotope à 400 °C, par rapport à 20 °C.

Nous avons interpolé à 200 °C l'influence de l'effet Doppler sur la section efficace effective du Pu²⁴⁰.

En tenant compte de cet effet nous obtenons sur
(C-E)/E relatif à $\hat{\Sigma}_a$ exprimé en % les résultats suivants :

	20 °C	200 °C	400 °C
22-25-03	- 1.8	- 2.6	- 3.0
22-30-03	- 1.4	- 2.6	- 3.2
22-35-03	- 1.6	- 2.3	- 3.3
22-30-08	- 2.2	- 2.3	- 3.8
22-25-20	- 0.9	- 1.2	- 1.4
22-30-20	- 0.9	- 1.5	- 1.8

Cet effet explique donc une petite partie de l'évolution en
température de l'écart relatif à $\hat{\Sigma}_a$ entre les échantillons
à teneurs variables en Pu²⁴⁰

II - AJUSTEMENT DES SECTIONS EFFICACES

II-1 - Plutonium 240

L'écart $(C-E)/E$ relatif à $\hat{\Sigma}_{a_p}$ peut être rendu constant pour tous les échantillons - pour chacune des températures - par une diminution de 6 % de la section d'absorption à 2200 m/s du Pu 240, c'est-à-dire en adoptant $\sigma_{a_0} = 280$ barns (ancienne valeur = 297 barns).

Les nouveaux écarts sur $\hat{\Sigma}_{a_p}$ sont :

	20 °C	200 °C	400 °C
22-25-03	- 1.9	- 2.7	- 3.1
22-30-03	- 1.5	- 2.7	- 3.3
22-35-03	- 1.8	- 2.4	- 3.5
22-30-08	- 2.5	- 2.6	- 4.0
22-25-20	- 1.5	- 1.7	- 1.9
22-30-20	- 1.5	- 1.9	- 2.3

Il persiste néanmoins avec la température un effet dû au Pu 240. Cet effet peut provenir de la variation de sections efficaces de cet isotope à basse énergie mais compte tenu des marges d'incertitudes associées à cette interprétation un tel raffinement est illusoire.

II-2 - Plutonium 239

II-2-1 - Modification de la forme des courbes de sections efficaces en fonction de l'énergie

Le BNL-325, 2^{ème} édition (1958) propose un ajustement analytique des courbes de sections efficaces de la forme :

$$\sigma(E)\sqrt{E} = a + \sum_{i=1}^n \frac{c_i}{b_i + (E-E_i)^2} \quad [15]$$

Le Pu 239 ne présentant à basse énergie qu'une résonance importante à 0,3 eV, cette expression se résume dans le cas de cet isotope à :

$$\sigma(E)\sqrt{E} = a + \frac{c}{b + (E-E_i)^2}$$

avec :

	absorption du Pu ²³⁹	fission du Pu ²³⁹
a	39.8	35.2
b	0.00245	0.00245
c	7.0773	4.1396
E ₁	0.297	0.297

Dans une telle représentation analytique l'amplitude de la résonance vaut c/b , sa demi-largeur $\sqrt{b}$ et son intégrale $c/\sqrt{b}$.

Nous pouvons ainsi modifier la forme de la courbe de sections efficaces avec l'énergie en pondérant à chaque énergie la section efficace lue sur la bande bibliothèque de l'UKAEA par la quantité

$$\left(a' + \frac{c'}{b' + (E-E_1)^2} \right) / \left(a + \frac{c}{b + (E-E_1)^2} \right) \text{ et en renormalisant}$$

la nouvelle courbe de sections efficaces à la valeur à 2200 m/s.

a' , b' , c' sont les paramètres modifiés.

Dans l'ajustement des résultats que nous présentons, nous avons opté pour une modification du paramètre c ce qui correspond à effectuer une variation de l'amplitude de la résonance du Pu^{239} (l'intégrale de la résonance étant modifiée dans les mêmes proportions).

II-2-2 - Absorption du plutonium 239

Pour combler l'évolution en température de l'écart $(C-E)/E$ relatif à $\hat{\Sigma}_a$, nous sommes amenés à augmenter le paramètre c relatif à l'absorption du Pu^{239} de 30 % ce qui conduit, compte tenu de la renormalisation de la section à 2200 m/s, à augmenter l'amplitude de la résonance de la courbe de sections efficaces d'absorption de cet isotope de 7.1 %.

Une telle modification entraîne une variation des sections effectives d'absorption et de fission (par suite de la variation du spectre) du Pu^{239} .

	20 °C	200 °C	400 °C
variation de $\hat{\sigma}_a$	1.7 %	2.5 %	3.2 %
variation de $\hat{\sigma}_f$	-0.3 %	-0.4 %	-0.8 %

Les écarts qui en découlent sur $\hat{\Sigma}_a$ et $v\hat{\Sigma}_f$ sont les suivants :

	$(C-E)/E$ sur $\hat{\Sigma}_a$ en 10^{-2}			$(C-E)/E$ sur $v\hat{\Sigma}_f$ en 10^{-2}		
	20 °C	200 °C	400 °C	20 °C	200 °C	400 °C
22-25-03	- 0.3	- 0.4	- 0.3	- 0.6	- 1.4	- 2.5
22-30-03	0.1	- 0.3	- 0.6	- 0.4	- 1.4	- 2.4
22-35-03	- 0.2	- 0.1	- 0.7	- 0.6	- 1.2	- 2.3
22-30-08	- 0.8	- 0.3	- 1.4	- 1.1	- 1.4	- 2.8
22-25-20	0.1	0.5	0.7	- 0.9	- 1.0	- 1.5
22-30-20	0.0	0.2	0.3	- 1.1	- 1.3	- 1.7

Après avoir éliminé pour l'absorption l'effet dû à la température nous constatons qu'il persiste un écart sur $\hat{\Sigma}_a_p$ qui peut être comblé en modifiant la quantité :

$$\frac{\sigma_{a90}}{\sigma_{a50}}$$

Nous avons choisi d'augmenter la section d'absorption à 2200 m/s du Pu^{239} de 0.3 %, c'est-à-dire d'adopter $\sigma_{a90} = 1015$ barns (ancienne valeur 1012.9).

Nous pouvons ainsi accorder de façon très satisfaisante le calcul et l'expérience pour l'absorption.

	(C-E)/E sur $\hat{\Sigma}_a_p$ en 10^{-2}		
	20 °C	200 °C	400 °C
22-25-03	- 0.1	- 0.2	- 0.2
22-30-03	0.3	- 0.1	- 0.4
22-35-03	0.0	0.1	- 0.6
22-30-08	- 0.7	- 0.1	- 1.2
22-25-20	0.2	0.7	0.9
22-30-20	0.1	0.4	0.5

II-2-3 - Fission du plutonium 239

De la même façon que pour l'absorption, l'ajustement de l'écart (C-E)/E sur $v\hat{\Sigma}_f_p$ en température est réalisé en augmentant de 17% le paramètre c de la fission du Pu^{239} , ce qui revient, compte tenu de la renormalisation, à accroître de 5.5 % l'amplitude de la résonance de la courbe de sections efficaces de fission de cet isotope.

Les variations correspondantes de sections effectives de fission du Pu^{239} sont :

	20 °C	200 °C	400 °C
variation de σ_{f9}	1.3 %	2.0 %	2.9 %

$(c-E)/E$ sur $v\hat{\Sigma}f_p$ en 10^{-2} déduit de cet ajustement

	20 °C	200 °C	400 °C
22-25-03	0.7	0.6	0.4
22-30-03	0.9	0.6	0.5
22-35-03	0.7	0.8	0.6
22-30-08	0.2	0.6	0.1
22-25-20	0.4	1.0	1.4
22-30-20	0.2	0.8	1.2

L'écart qui subsiste à 20 °C entre les échantillons à faibles et fortes teneurs en Pu^{240} nous amène à modifier la section de fission du Pu^{241} . La modification proposée se traduit par $\sigma_{f10} = 1030$ barns (ancienne valeur : 1007.3 barns). Cette modification est en accord avec les résultats de mesure publiés par les Israéliens [19] ou les Anglais [11] qui proposent respectivement 1022 barns et 1033 barns.

Cette modification effectuée, on constate encore un écart important à toutes les températures entre expérience et calcul sur $v\hat{\Sigma}f_p$.

Cet écart ne peut diminuer qu'en modifiant le rapport $v_9 \hat{\sigma}_{f9} / v_5 \hat{\sigma}_{f5}$ de 0.7 %. Il est commode de faire porter cette modification sur les valeurs à 2200 m/s. La valeur du rapport v_9/v_5 étant connue avec une bonne précision nous pouvons adopter $\sigma_{f90} = 737$ barns (ancienne valeur 741.6 barns) ou $\sigma_{f50} = 584$ b (anciennement 580.2).

Notons que cette modification de σ_{f50} associée à la valeur initiale de σ_{f90} est en accord avec les résultats publiés par Deruyter et Becker [20].

La valeur proposée pour σ_{f90} (737 barns) associée à $\sigma_{f50} = 580.2$ barns étant faible par rapport à l'ensemble des résultats de mesure publiés dernièrement, nous adopterons la modification de la section efficace de fission à 2200 m/s de l' U^{235} sans modifier celle du Pu^{239}

L'ensemble de ces modifications donne les effets suivants sur les écarts entre calcul et expérience relatifs à $\hat{v}\Sigma_f$.

	20 °C	200 °C	400 °C
22-25-03	0.0	0.0	- 0.2
22-30-03	0.2	0.0	- 0.1
22-35-03	0.1	0.2	- 0.1
22-30-08	- 0.4	0.0	- 0.6
22-25-20	- 0.1	0.4	0.7
22-30-20	- 0.2	0.2	0.5

II - 3 - Tableaux des résultats à la suite des ajustements.

Nous présentons dans ces tableaux les résultats relatifs à tous les échantillons, compte tenu de l'ensemble des ajustements précédemment étudiés.

$(C-E)/E$ en 10^{-2} pour $\hat{\Sigma}_a_p$ et $v\hat{\Sigma}_f_p$

	$\hat{\Sigma}_a_p$			$v\hat{\Sigma}_f_p$		
	20 °C	200 °C	400 °C	20 °C	200 °C	400 °C
45-15-08	0.1	0.8	0.3	0.4	0.8	0.1
45-20-08	0.0	- 0.3	- 0.2	0.2	0.0	- 0.1
45-25-03	0.1	- 0.8	*	0.2	- 0.4	*
45-25-20	- 0.1	- 0.3	*	- 0.3	- 0.1	*
22-25-03	- 0.1	- 0.2	- 0.2	0.0	0.0	0.2
22-30-03	0.3	- 0.1	- 0.4	0.2	0.0	- 0.1
22-35-03	0.0	0.1	- 0.6	0.1	0.2	- 0.1
22-30-08	- 0.7	- 0.1	- 1.2	- 0.4	0.0	- 0.6
22-35-08	0.6	- 0.7	- 0.8	0.7	- 0.1	0.0
22-25-20	0.2	0.7	0.9	- 0.1	0.4	0.7
22-30-20	0.1	0.4	0.5	- 0.2	0.1	0.5
35-25-35	0.2	0.0	*	0.1	0.2	*
35-30-35	- 0.4	- 1.1	*	- 0.5	- 1.0	*
35-35-35	0.3	- 1.1	*	0.2	- 0.9	*
Moyenne	0.0	- 0.2	- 0.2	0.1	0.0	0.0

* échantillons non mesurés.

$(C-E)/E$ en 10^{-3} pour η_P/η_5 - Sections ajustées

	G-L			G		
	20 °C	200 °C	400 °C	20 °C	200 °C	400 °C
45-15-08	2.7	- 0.1	- 2.3	3.1	2.8	- 2.2
45-20-08	2.4	3.1	1.0	2.3	2.1	0.4
45-25-03	0.7	3.8	*	1.1	1.8	*
45-25-20	- 2.7	1.1	*	- 2.9	1.0	*
22-25-03	1.1	1.5	- 0.8	0.7	0.7	- 1.5
22-30-03	- 1.0	1.0	2.3	0.1	0.5	1.0
22-35-03	0.3	0.4	4.1	0.5	0.6	0.9
22-30-08	2.3	0.5	5.4	- 0.5	0.3	1.6
22-35-08	1.2	4.4	5.5	3.3	3.0	1.7
22-25-20	- 4.1	- 3.5	- 1.8	- 3.5	- 0.9	0.9
22-30-20	- 4.8	- 2.0	0.7	- 4.4	- 0.6	2.4
35-25-35	- 1.0	2.8	*	- 0.3	2.6	*
35-30-35	- 1.6	1.5	*	- 2.8	- 2.1	*
35-35-35	- 1.2	3.0	*	- 0.3	- 0.7	*
Moyenne générale	- 0.4	1.3	1.5	- 0.3	0.8	0.5
Moyenne sur 9 éch. communs **	0.0	0.6	1.5	- 0.2	0.9	0.5

* échantillons non mesurés

**échantillons communs aux trois températures

II-4 - Commentaires

II-4-1 - Cohérence des résultats

Sur l'ensemble des échantillons et pour les trois températures étudiées, on constate une grande cohérence entre les résultats en global-local et en global seul. Cet accord est essentiellement dû à la très bonne précision des analyses des échantillons. En outre la précision des résultats obtenus dans le dépouillement en global-local prouve que l'exploitation du signal local est satisfaisante, malgré tous les effets secondaires liés à la mesure de ce signal (effets axiaux liés au mouvement de l'échantillon, présence du détecteur local) ou à son interprétation (détermination du signal local de l'échantillon équivalent, nature du mouvement d'oscillation).

II-4-2 - Ajustement du Pu²⁴⁰

Pour combler l'écart entre calcul et expérience sur l'absorption, relativement à des échantillons à teneurs voisines en plutonium, mais différentes en Pu²⁴⁰, on a diminué l'absorption de cet isotope de 6 %, cette modification portant sur la section à 2200 m/s.

A une modification des valeurs intégrales, on fait donc correspondre un ajustement de la section de référence sans préjuger de l'allure de la variation des sections efficaces avec l'énergie. L'ajustement de la section à 2200 m/s du Pu²⁴⁰ à 280 barns est en accord avec les dernières publications israéliennes [19] (281 barns) ou anglaises [11] (283 barns).

Néanmoins on constate que si une modification de la forme de la résonance à 1 eV du Pu²⁴⁰ n'affecte pas l'évolution en température de la section efficace effective de cet isotope, par contre cette dernière est d'autant plus sensible à un changement de la forme de la section efficace à très basse énergie, que la température est élevée.

Dans une représentation de la section efficace du Pu^{240} de la forme

$$\sigma(E)/E = a + \frac{b}{c + (E - E_1)^2} \quad (\S \text{ II-2-1})$$

une modification de

la quantité a de 10 % produit sur la section effective de cet isotope les effets suivants:

	20 °C	200 °C	400 °C
échan.22-30-03	3.7 %	3.9 %	4.2 %
échan.22-30-20	1.9 %	2.1 %	2.4 %

Ainsi l'effet sur l'absorption dû aux échantillons à fortes teneurs en Pu^{240} qui subsiste avec la température, peut être annulé par une telle modification de la courbe de section efficace du Pu^{240} à très basse énergie, mais on ne dispose pas d'un jeu suffisant d'échantillons à forte teneur en Pu^{240} pour effectuer ce genre d'ajustement avec une grande précision.

Pour les échantillons très chargés en Pu^{240} , il persiste un écart sur η_P/η_5 en température dû à l'augmentation de $\hat{\nu}\Sigma_f^P$. Nous n'avons pas trouvé d'explication satisfaisante à cet effet mais l'incertitude liée à la prise en compte de l'Américium (section de fission de cet isotope, valeur de la période de décroissance radioactive du Pu^{241}) peut avoir une influence sur l'évolution de $\hat{\nu}\Sigma_f^P$ avec la température.

II-4-3 - Comparaison avec la méthode de remplacement progressif [18].

Pour les échantillons 71-05-06 (jeu 1P), 22-30-08 (jeu 2P) et 71-05-25 (jeu 3P) il est possible de comparer ces résultats à ceux obtenus par la méthode de remplacement progressif dans le réseau AQUILON (modérateur eau lourde, mesures à différents pas) et le réseau CESAR (modérateur graphite, mesures en fonction de la température entre 20 et 450 °C).

II-4-3-1 - Expérience dans CESAR

Les mesures ont été effectuées à 20, 100, 200, 300, 400 et 450 °C. Les écarts entre calcul et expérience sont traduits en écarts sur le rapport $\eta(\eta')$ du combustible substitué U-Pu au η du combustible de référence uranium naturel. Le tableau suivant donne les valeurs de cet écart selon le jeu de données nucléaires que l'on utilise.

$$\left(\frac{\eta'}{\eta}\right)_{\text{calculé}} - \left(\frac{\eta'}{\eta}\right)_{\text{mesuré}} \text{ en } 10^{-5}$$

combustible U-Pu	température	jeu de référence	jeu évalué
Jeu 1 P	20	- 56	- 78
	100	- 71	- 91
	200	+ 29	- 3
	300	- 92	- 112
	400	×	×
	450	- 53	- 70
Jeu 2 P	20	+ 330	+ 63
	100	+ 416	+ 155
	200	+ 490	+ 250
	300	+ 365	+ 110
	400	+ 206	- 8
	450	+ 127	- 121
Jeu 3 P	20	- 1	- 6
	100	+ 21	+ 52
	200	- 12	+ 3
	300	+ 36	+ 71
	400	×	×
	450	+ 40	+ 72

× mesures non effectuées.

La marge d'incertitude expérimentale à associer à ces résultats est de $\pm 100 \times 10^{-5}$.

Discussion de ces résultats:

1. Les modifications proposées des données fondamentales apportent peu pour les jeux 1 et 3. Ces combustibles contiennent d'ailleurs très peu de plutonium et les écarts obtenus sont en général à l'intérieur des marges d'incertitude liées à l'expérience, auxquelles il faut ajouter celles sur les teneurs en plutonium: on ne peut en retirer que peu d'enseignements.

2. Par contre, les résultats du jeu 2 sont très sensibles à ces modifications (ceci est lié à la forte teneur en plutonium de ce combustible). Les variations constatées sont significatives: l'écart entre calcul et expérience est très nettement diminué lorsqu'on utilise le jeu évalué. Notons d'ailleurs que l'on doit ajouter à la marge d'incertitude expérimentale une marge égale due à l'incertitude sur les teneurs en plutonium.

En conclusion, les expériences de remplacement progressif, dans CESAR, en température, confirment les modifications proposées des données nucléaires fondamentales.

II-4-3-2 - Expérience dans AQUILON.

On a utilisé 5 pas du réseau (12 à 21 cm) pour mettre en oeuvre une assez large variation du spectre.

Les différences de laplaciens entre les réseaux testés et les réseaux de référence sont déduites de la variation de la hauteur critique de la pile au cours du remplacement progressif. On a utilisé pour l'interprétation une méthode hétérogène qui permet de mieux prendre en compte les effets géométriques durant la substitution progressive et surtout les différences de composition isotopique entre les éléments testés.

Les fuites ayant été étalonnées au cours des expériences portant sur des combustibles à teneurs variables en U^{235} , on peut convertir les écarts de laplaciens entre les réseaux au plutonium et les réseaux uranium naturel, en écarts de réactivité qui portent principalement sur le terme η .

Nous pouvons donc comparer ces valeurs expérimentales de η'/η (η' = réseau au plutonium - η = réseau à l'uranium naturel) aux valeurs calculées a priori.

$$\left(\frac{\eta'}{\eta}\right)_{\text{mesuré}} - \left(\frac{\eta'}{\eta}\right)_{\text{calculé}} \text{ en } 10^{-5}$$

Combustible U-Pu	Pas cm	Jeu de référence	Jeu évalué
1 P	12	69	112
	13	69	121
	17	- 43	- 4
	19	1	29
	21	- 33	4
2 P	12	- 273	- 5
	13	- 324	- 50
	17	- 396	- 122
	19	- 444	- 166
	21	- 506	- 230
3 P	12	57	40
	13	55	57
	17	- 63	- 62
	19	- 62	- 56
	21	- 44	- 35

La marge d'incertitude est inférieure à 100 pcm (à laquelle il faut ajouter une marge égale due à l'incertitude sur les teneurs en plutonium).

Les conclusions des expériences dans CESAR se retrouvent ici. Pour les combustibles 1P et 3P, les deux jeux de sections efficaces (jeu de référence et jeu évalué) donnent des résultats compris dans les marges d'erreur; par contre, pour le jeu 2P, le jeu évalué donne des résultats plus proches de l'expérience que le jeu de référence.

Ainsi, comme pour les expériences réalisées dans CESAR, les résultats obtenus dans AQUILON confirment le choix proposé des données nucléaires fondamentales.

III - INFLUENCE D'UN EFFET DE DEGAVAGE

Nous venons de proposer un jeu de sections efficaces , déterminé à partir des résultats des expériences d'oscillations en températures effectuées dans César pour le réseau hexagonal au pas 224 (réseau 1 / 1). Une possibilité nous est offerte d'examiner la validité de cet ajustement à partir d'expériences d'oscillations effectuées dans un spectre très différent.

III-1 - Conditions expérimentales

Cette nouvelle campagne d'oscillation a été réalisée à 20 °C dans la pile César pour le réseau hexagonal au pas 390 (réseau gavé 1/3). Le rapport de modération est de 196 contre 61 pour le réseau 1/1.

Les conditions d'oscillations ne sont pas modifiées par rapport à la précédente campagne d'oscillations, en particulier en ce qui concerne le mouvement de l'échantillon. Cette campagne concerne les mêmes échantillons d'oscillation mais porte uniquement sur les mesures du signal global.

Le dépouillement des mesures est assuré par le vélodyne.

III-2 - Influence d'un effet de dégavage

Les modifications des sections efficaces que nous venons de proposer sont de deux types :

- modification des valeurs des sections à 2200 m/s
- modification de la forme de la résonance du Pu²³⁹

Un effet de dégavage a pour effet, le spectre étant plus thermique, de rendre l'absorption et la fission plus sensibles à des modifications des sections efficaces à très basse énergie, en particulier aux sections à 2200 m/s.

Ultérieurement, il sera intéressant d'examiner le nouveau jeu de sections efficaces dans un réseau HTR. Le spectre étant alors beaucoup plus dur, l'absorption et la fission seront surtout sensibles à la modification de la forme de la résonance du Pu²³⁹.

III-3 - Comparaison des résultats

La comparaison des résultats entre chacun des deux réseaux est donnée par le tableau ci-après :

colonnes A : valeurs initiales des sections efficaces

colonnes B : augmentation de 7 % de l'amplitude de la résonance d'absorption du Pu²³⁹

augmentation de 5 % de l'amplitude de la résonance de fission du Pu²³⁹

ajustement des valeurs des sections efficaces à 2200 m/s pour :

1e Pu ²⁴⁰	$\sigma_{a0} = 280$ barns
1e Pu ²³⁹	$\sigma_{a9} = 1015$ "
1e U ²³⁵	$\sigma_{f5} = 584$ "
1e Pu ²⁴¹	$\sigma_{f1} = 1030$ "

Remarque : l'augmentation de l'amplitude des résonances d'absorption et de fission du Pu²³⁹ modifie moins les sections efficaces de cet isotope pour le réseau gavé 1/3 que pour le réseau 1/1.

Une augmentation de l'amplitude des résonances du Pu²³⁹ de 7 % pour l'absorption et de 5 % pour la fission entraîne les effets suivants :

	réseau 1/3	réseau 1/1
variation de $\hat{\sigma}_{a9}$	1.2 %	1.7 %
variation de $\hat{\sigma}_{f9}$	0.7 %	1.1 %

$(C-E)/E$ en 10^{-3} pour η_P/η_5

Interprétation de l'écart entre calcul et expérience
sur les résultats de mesure du global pour les réseaux César
1/1 et gavié 1/3.

Echantillons	A		B	
	réseau 1/3	réseau 1/1	réseau 1/3	réseau 1/1
45-15-8	9.0	9.0	3.1	3.1
45-20-8	7.3	8.4	1.0	2.3
45-25-3	7.8	8.7	0.4	1.1
45-25-20	- 1.2	1.0	- 5.6	- 2.9
22-25-3	6.4	7.4	- 0.2	0.7
22-30-3	7.7	7.1	0.8	0.1
22-35-3	7.4	7.7	0.3	0.5
22-30-8	7.1	5.4	0.9	- 0.5
22-35-8	11.2	9.5	4.7	3.3
22-25-20	- 1.6	- 0.8	- 4.9	- 3.5
22-30-20	- 1.4	- 1.6	- 4.7	- 4.4
35-25-35	0.2	- 0.5	- 0.5	- 0.3
35-30-35	- 0.4	- 2.9	- 1.3	- 2.8
35-35-35	- 1.1	- 0.2	- 2.0	- 0.3
Moyenne			- 0.6	- 0.3

III-4 - Commentaires.

1) Le jeu de sections efficaces proposé, appliqué au dépouillement de cette campagne d'oscillations en réseau dégavé permet d'obtenir un très bon accord entre calcul et expérience au niveau de η_P/η_5 . Cet accord justifie globalement la modification du rapport $(\eta_9/\eta_5)_0$.

2) Au niveau de l'écart entre calcul et expérience sur η_P/η_5 , l'accord entre les deux campagnes d'oscillations est très bon pour les échantillons peu chargés en plutonium 240. Toutefois, l'écart qui subsistait après l'ajustement entre les échantillons à teneurs voisines en plutonium mais différentes en Pu^{240} s'est aggravé pour l'expérience en réseau dégavé. Cet effet est à rapprocher de l'échelonnement des écarts expérience-calcul en fonction du pas du réseau, constaté pour le jeu 2P, dans les expériences de substitution AQUILON. Ceci signifie qu'outre le choix de la valeur à 2200 m/s, il faille peut-être remettre en cause la forme de la courbe de section efficace du Pu^{240} , mais le nombre réduit d'échantillons très chargés en Pu^{240} ne permet pas un tel raffinement.

3) En définitive, si ces résultats ne permettent pas de tester les modifications des courbes de sections efficaces du Pu^{239} , ils confirment l'ajustement des sections à 2200 m/s, et indiquent une tendance à modifier la forme de la section efficace du Pu^{240} à basse énergie.

IV - SECTIONS EFFICACES PROPOSEES

A partir des valeurs calculées de la bande bibliothèque UKAEA 1967 et des valeurs à 2200 m/s de référence, on doit pour obtenir un bon accord entre calcul et expérience :

- diminuer l'absorption du Pu^{240} de 6 % environ
- augmenter de 7 % l'amplitude de la résonance d'absorption du Pu^{239}
- augmenter de 5 % l'amplitude de la résonance de fission du Pu^{239}
- augmenter de 0.3 % l'absorption du Pu^{239}
- diminuer de 0.7 % le rapport $\hat{\sigma}_9/\hat{\sigma}_5$

Les marges d'incertitude associées à l'interprétation du signal local sont importantes. Cependant au niveau des résultats en η , nous n'avons interprété ce signal que pour donner une orientation aux ajustements, puisque les mesures en signal global donnent des résultats très précis.

Compte tenu des marges d'erreur, les nouvelles sections efficaces que nous proposons sont les suivantes :

1 diminution de l'absorption du Pu^{240} de 6 ± 3 %

soit $\sigma_{a40}^0 = 280 \pm 10$ barns

2 modification de $\hat{\sigma}_{a9}$

augmentation de 7 ± 2 % du pic de résonance [fig. 16]

augmentation de 0.3 ± 0.5 % de la section à 2200 m/s

- soit : $\sigma_{a9}^0 = 1015 \pm 5$ barns

3 Modification de $\hat{\sigma}f_9$

augmentation de 5 ± 2 % du pic de résonance [fig.17]

4 Diminution du rapport $\hat{\sigma}f_9/\hat{\sigma}f_5$ de 0.7 ± 0.5 %

soit $\sigma f_{50} = 584 \pm 3$ barns

5 Modification de $\hat{\sigma}f_1$

augmentation de 2.5 ± 2 % de la section à 2200 m/s

soit $\sigma f_{10} = 1030 \pm 20$ barns

Ces modifications nous conduisent à diminuer la valeur calculée de $(\eta_9/\eta_5)_0$ de 0.9 % avec une marge d'incertitude de 0.7 %

soit $(\eta_9/\eta_5)_0 = 1.009 \pm 0.007$

Les nouvelles sections du Pu^{239} sont tabulées en
Annexe III.

- C O N C L U S I O N -

Le travail que nous avons présenté comprend 2 parties. La première partie est consacrée à l'étude des phénomènes axiaux, et plus particulièrement de la compatibilité vis à vis des conditions expérimentales, du calcul de quantités liées au signal local; dans la deuxième partie, nous avons présenté et discuté les résultats relatifs aux expériences d'oscillations en température.

Les expériences d'oscillations se caractérisent essentiellement par de très bonnes précisions liées d'une part aux conditions expérimentales (chambre locale de très petite taille, oscillateur de grande précision, présence d'un pilote automatique), et d'autre part à la méthode même d'interprétation (double étalonnage des signaux avec des échantillons à teneurs variables en Uranium 235 et Bore permettant des mesures relatives).

La qualité de ces résultats n'est possible que grâce à la valeur des analyses de teneur des échantillons mesurés.

Par contre, les différences de résultats constatées dans l'interprétation des mesures de signal local entre CESAR 66 et CESAR 69 nous ont conduits à reconsidérer la méthode d'interprétation de ce signal vis à vis de la méthode expérimentale. De façon plus particulière, nous nous sommes efforcés de résoudre les problèmes que pose la schématisation de l'expérience vis à vis du calcul (nature du code de calcul, mouvement de l'échantillon, singularités axiales du dispositif de mesure).

Les conclusions de cette étude sur les "effets axiaux" sont les suivantes:

- La schématisation de l'expérience par le code de calcul THERMOS est compatible avec un mouvement d'oscillation uniforme, ce code prenant bien en compte tous les phénomènes, soit relatifs à ce mouvement, soit liés à ses contraintes propres (limitation en énergie, distribution de sources plates à 2.5 eV).

- Les singularités axiales du dispositif de mesures provoquent des effets très faibles sur les termes caractéristiques du passage de l'échantillon U-Pu à son équivalent. Elles ont donc un poids négligeables sur la précision des résultats.

L'interprétation du signal local donne des résultats moins précis que celle du signal global. Cependant, elle permet de séparer la production de neutrons de l'absorption, donc de donner une orientation à l'interprétation des résultats, c'est-à-dire l'origine des désaccords entre calcul et expérience sur le η du Plutonium.

Le point de départ de l'interprétation des expériences d'oscillation en température effectuées dans CESAR est la comparaison des résultats expérimentaux à des calculs de sections efficaces effectives par COREGRAF II. Ce code utilise les valeurs des sections efficaces à 2200 m/s publiées par l'A.I.E.A., et la bibliothèque anglaise (U.K.A.E.A.-1967) pour la variation des sections efficaces avec l'énergie.

Cette comparaison montre un désaccord, évoluant en fonction de la température, qui porte à la fois sur l'absorption et la production de neutrons du Plutonium.

Les expériences en température constituent un progrès important par rapport aux expériences à 20 °C, car elles nous permettent de séparer, lorsqu'il y a désaccord entre calcul et expérience, ce qui est dû à la forme de la section efficace en fonction de l'énergie de ce qui est dû à sa valeur à 2200 m/s, valeur qui sert de normalisation pour l'ensemble de la courbe. C'est ainsi que l'effet de variation de cet écart avec la température peut être annulé en modifiant la forme des sections d'absorption et de fission: on est amené à augmenter la valeur du pic de la résonance du Plutonium 239 à 0.3 eV de 7 % pour l'absorption et de 5 % pour la fission (marge d'incertitude ± 2 %).

Cette correction effectuée, la comparaison entre calcul et expérience montre un désaccord sur les valeurs de η_P/η_5 qui varie avec la teneur en Plutonium 240. Ceci nous amène à diminuer l'absorption de cet isotope d'environ 6 % (marge d'incertitude ± 3 %) et à augmenter la fission du Plutonium 241 de 3 % (marge d'incertitude ± 2 %). Ces modifications se traduisent par l'adoption des valeurs à 2200 m/s : $\sigma_{a40}^0 = 280$ barns et $\sigma_{f41}^0 = 1030$ barns.

L'écart qui subsiste entre calcul et expérience sur η_P/η_5 pour l'ensemble des échantillons peut être résorbé par une diminution de 1 % de la valeur de η_9/η_5 (le dépouillement en global seul permet d'évaluer la marge d'incertitude à ± 0.7 %). L'interprétation des mesures du signal local précise l'origine de ce désaccord et conduit, au niveau des valeurs intégrales, à une augmentation de $\hat{\sigma}_{a9}/\hat{\sigma}_{a5}$ de 3 % (marge d'incertitude ± 0.5 %), et, en supposant le rapport ν_9/ν_5 bien connu, à une diminution de $\hat{\sigma}_{f9}/\hat{\sigma}_{f5}$ de 0.7 % (marge d'incertitude ± 0.5 %).

L'ensemble de ces modifications conduit à adopter $(\eta_9/\eta_5)_0 = 1.009 \pm 0.007$.

Une expérience d'oscillation similaire, effectuée dans un spectre beaucoup plus thermique, confirme cet ajustement des sections efficaces à 2200 m/s et indique une tendance à modifier la forme de la courbe de section efficace du Plutonium 240 en fonction de l'énergie. De la même façon, il sera ultérieurement possible de justifier la modification de la résonance du Plutonium 239 en appliquant cet ajustement au dépouillement d'expériences d'oscillation dans un réseau représentatif des réacteurs à haute température, donc dans un spectre très dur.

Les résultats obtenus à partir de ces expériences constituent une base solide à l'étude de la physique du Plutonium et contribuent à une meilleure connaissance des propriétés neutroniques des éléments combustibles.

R E F E R E N C E S

- [1] O. TRETIAKOFF, R. VIDAL, J.C. CARRE', M. ROBIN
Mesure des sections efficaces effectives d'échantillons
fissiles par une méthode d'oscillation dans les assemblages
critiques.
Rapport CEA R-2487 (1964)
- [2] B. LAPONCHE
Méthode de l'échantillon équivalent pour interpréter les
expériences d'oscillations d'échantillons fissiles dans
une pile à neutron thermique.
Thèse de Doctorat d'Etat , Université de Paris (Orsay), (1970)
- [3] B. LAPONCHE, J.C. LEFEBVRE, D. MENESSIER, M. MICHEL-VILLAZ,
M.J. BASIUK, J. VANUXEEM
Expériences de remplacement d'un seul élément combustible.
Méthode d'interprétation.
Note CEA-N-1043
- [4] M. BRUNET, J. GUERANGÉ', F. MORIER, J. TONOLLI
Expériences d'oscillations à Marius et César.
Dispositifs expérimentaux et techniques de mesure.
Note CEA-N-1063
- [5] M. GUERY, R. BOYER, J.C. CARRE'
Chambres à fission à courant, compensées au rayonnement γ
et fonctionnant à 450 °C.
Rapport MIN 86
- [6] F. BERGER, J.C. CARRE'
Notice technique de l'analyseur digital de signaux
périodiques.
Rapport MIN 93

- [7] Y. BOUËDO, M. BRUNET
Expériences d'oscillation dans les piles César et Marius
de combustibles uranium-plutonium.
Résultats de mesures.
Rapport SPM N° 1136
- [8] A. HOFFMANN
COREGRAF 2 - Version définitive - Entrées-sorties.
Note SPM N° 842
- [9] Y. BOUËDO
Influence de la description des chambres locales sur les
résultats des expériences d'oscillation.
Note technique SNE/596
- [10] B. LAPONCHE, M. BRUNET, D. MENESSIER, F. MCRIER, M.J. BASIUK,
J. TONOLLI, J. VANUXEEM
Résultats des expériences d'oscillations dans les piles
César et Marius. Combustibles uranium-plutonium.
Note CEA-N-1062
- [11] J.R. ASKEW, F.J. FAYERS, P.B. KEMSHALL
A general description of the lattice code WIMS.
Journal of B.N.E.S., october 1966, PP 564-585
- [12] A. KAVENOKY
Calcul et utilisation des probabilités de première collision
pour des milieux hétérogènes à une dimension : les programmes
ALCOLL et CORTINA.
Note CEA-N-1077
- [13] R. MAIGRET
Thermalisation fine dans un environnement de cellules.
Code AQUARIUS.
Rapport à paraître.

- [14] G.C. HANNA et al
Revision of values for the 2200 m/s neutron constants for four fissile nuclides.
Revue de l'Energie Atomique A.I.E.A. 1969, 7,4,3-93
- [15] C.H. WESTCOTT
Effective cross section values for well-moderated thermal reactor spectra.
AECL - 1101
- [16] M. LIVOLANT
Code RACOLE.
Note SPM N° 648
- [17] A. HOFFMANN
Modification de la section de fission de U^{235} à basse énergie par ajustement sur la mesure du coefficient de température des réseaux Unat - graphite.
Note SPM N° 937
- [18] R.BIR, R.VIDAL, M.LIVOLANT, M.CHABRILLAC, F.PENET, F.MORIER, R.BOSSER, A.HOFFMANN, B.LAPONCHE, S.FUSTER, J.LUFFIN
Etude neutronique du Plutonium dans les réacteurs à neutrons thermiques.
Rapport final sur les études du contrat Euratom - CEA - 002 - 64.9 TRUF.
- [19] S.YIFTAH, J.J.SCHMIDT, M.CANER, M.SEGEV
Nuclear Data for Plutonium 240, Plutonium 241 and Plutonium 242.
Israël Atomic Energy Commission - IA - 1152.
- [20] A.J.DERUYTTER and W.BECKER
Precise 2200 m/s fission cross sections of ^{239}Pu and ^{235}U .
Proc.Conf. Helsinki (15-19 juin 1970): Nuclear Data for Reactors, AIEA, Vol.I, 117-125.

CODE DE DEPOUILLEMENT "TIROS"

I - GENERALITES

Le code TIROS écrit en Fortran IV pour IBM 360 permet le dépouillement des expériences d'oscillations de combustibles U-Pu.

Le programme principal ne fait que des lectures, impressions et appel du S.P. calcul.

Le S.P. "SPECTR" effectue les "proportions calculées".

Le S.P. "NABLE" calcule les coefficients de passage entre l'échantillon réel et son équivalent soit $\frac{n_p}{n_E}$, α , β , $L_P - L_E$.

Les S.P. "COURB 1" et "COURB 2" calculent les équivalences δN_5 et δN_B .

Dans "COURB 1" ces équivalences sont purement théoriques.

$$\delta N_5 = \frac{v_p}{v_5} \frac{\sum f_p}{\sigma_{f5}} \cdot \frac{n_p}{n_E} \beta - N_5^o + N_5^*$$

$$\delta N_B = \frac{1}{\hat{\sigma}_{aB}} \hat{\Sigma}_{ap} \frac{n_p}{n_E} - \hat{\sigma}_{a5}^E \left\{ N_5^o + \delta N_5 - (N_5^* + \epsilon) \right\} + \delta N_8$$

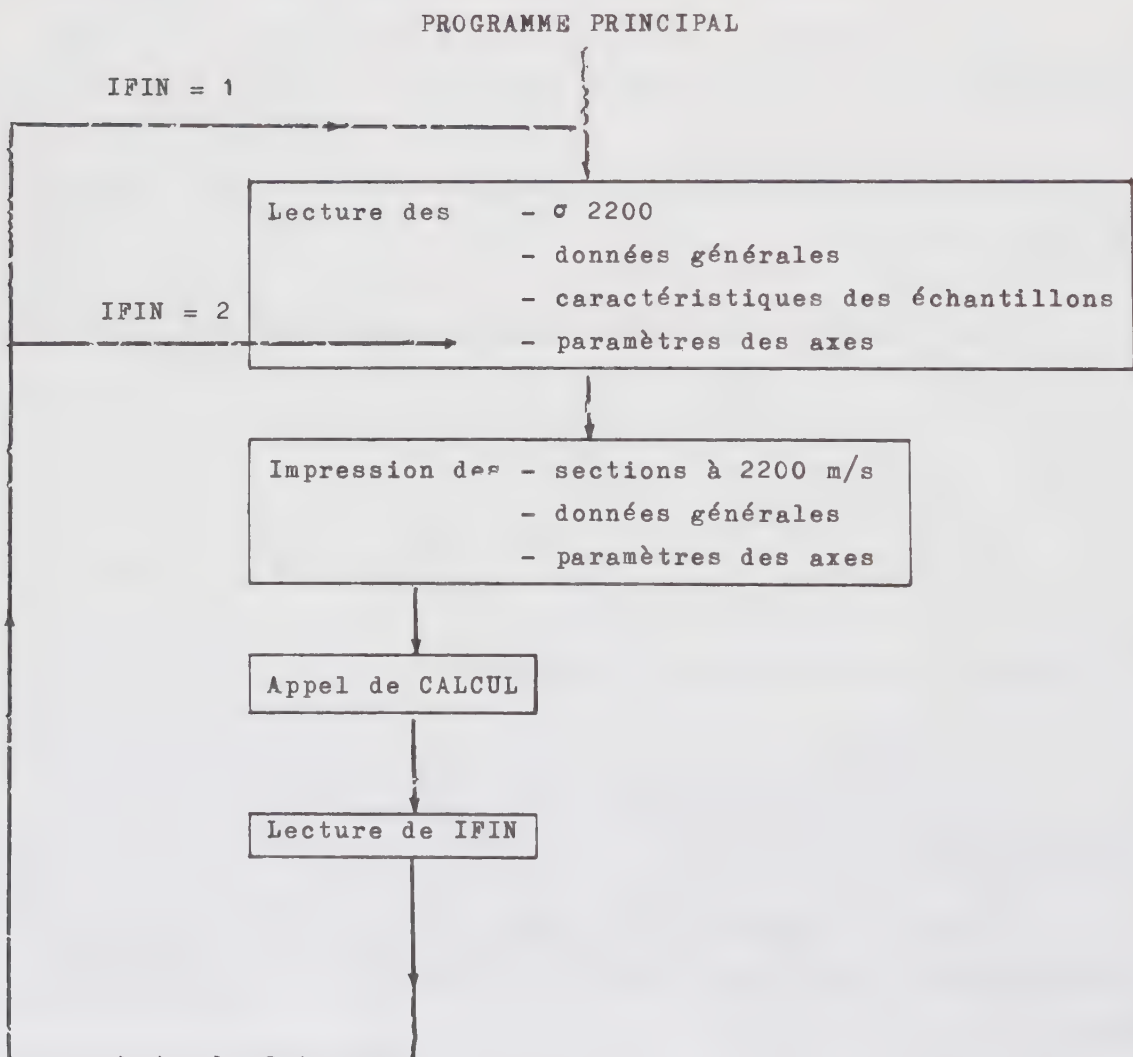
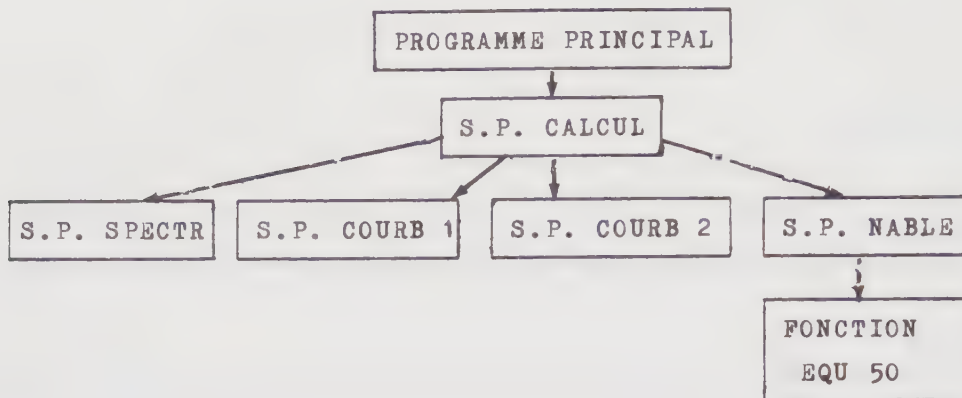
où δN_8 comporte la correction d'Americium.

Dans "COURB 2", ces équivalences sont expérimentales. Elles sont obtenues par projection sur les axes U_{235} et Bore dans le diagramme global-local.

L'ordre de lecture des échantillons est obligatoirement le même pour les caractéristiques des échantillons et pour les signaux.

Entrées sans format.

II - ORGANIGRAMME



- A-I-3 -
- S.P. CALCUL -

Lecture et impression du n° de l'échantillon
et du nombre de mesures

appel de NABLE

IGLØ = 1 appel de SPECTR IGLØ = 2

appel de COURB 1

appel de COURB 2

Calcul de $\hat{\sigma}_{a5}^E, \hat{\sigma}_{f5}^E, N_5^*, \epsilon, \hat{\eta}_5^E / \hat{\eta}_5^P$

IGLØ = 1

IGLØ = 2

Calcul de $\hat{\Sigma}_{ap}, \nu_p \hat{\Sigma}_{fp}, \hat{\eta}_p$
 $\hat{\eta}_p / \hat{\eta}_5, \hat{\eta}_{Upu} / \hat{\eta}_{Unat}$

écarts : $\frac{(\nu_p \hat{\Sigma}_{fp})_{cal.}}{(\nu_p \hat{\Sigma}_{fp})_{exp.}} - 1, \frac{(\hat{\Sigma}_{ap})_{cal.}}{(\hat{\Sigma}_{ap})_{exp.}} - 1$

$\frac{(\hat{\eta}_p)_{cal.}}{(\hat{\eta}_p)_{exp.}} - 1, \frac{(\hat{\eta}' / \hat{\eta})_{cal.}}{(\hat{\eta}' / \hat{\eta})_{exp.}} - 1$

$(\eta_9 / \eta_5)_0$

$(\sigma_{fi})_0, (\sigma_{ai})_0$

Impression de $\delta N_5, \delta N_B,$

$\nu_p \hat{\Sigma}_{fp}, \nu_p \hat{\sigma}_{fp}, \hat{\Sigma}_{ap}, \hat{\sigma}_{ap}, \hat{\eta}_p, \hat{\eta}' / \eta, \hat{\eta}_p / \eta_5$

Appel de COURB 1

pour calculer la courbure du global

dépouillement avec le global seul

$\hat{\eta}_p / \hat{\eta}_5 = A \times \hat{\sigma}_{a5} / \hat{\sigma}_{ap} + B$

IGLØ = 1

IGLØ = 2

dépouillement avec le local seul

$\hat{\eta}_p / \hat{\eta}_5 = A' \times \hat{\sigma}_{a5} / \hat{\sigma}_{ap} + B'$

impression des résultats

IMØY = 1

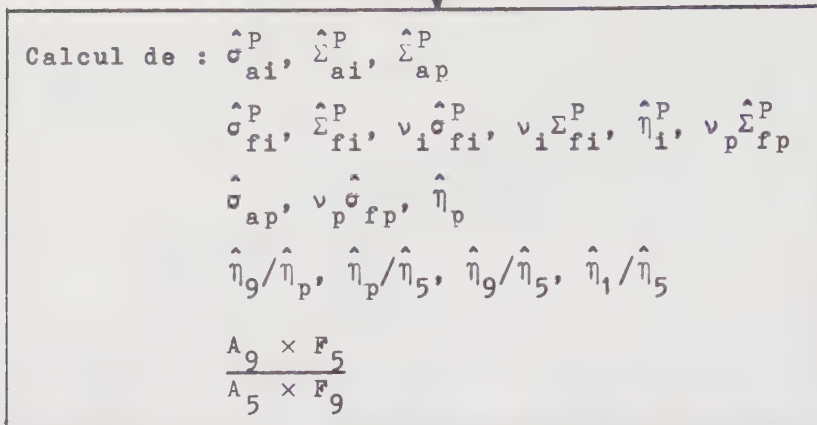
IMØY = 2

calcul et impression des valeurs moyennes

RETOUR au programme principal

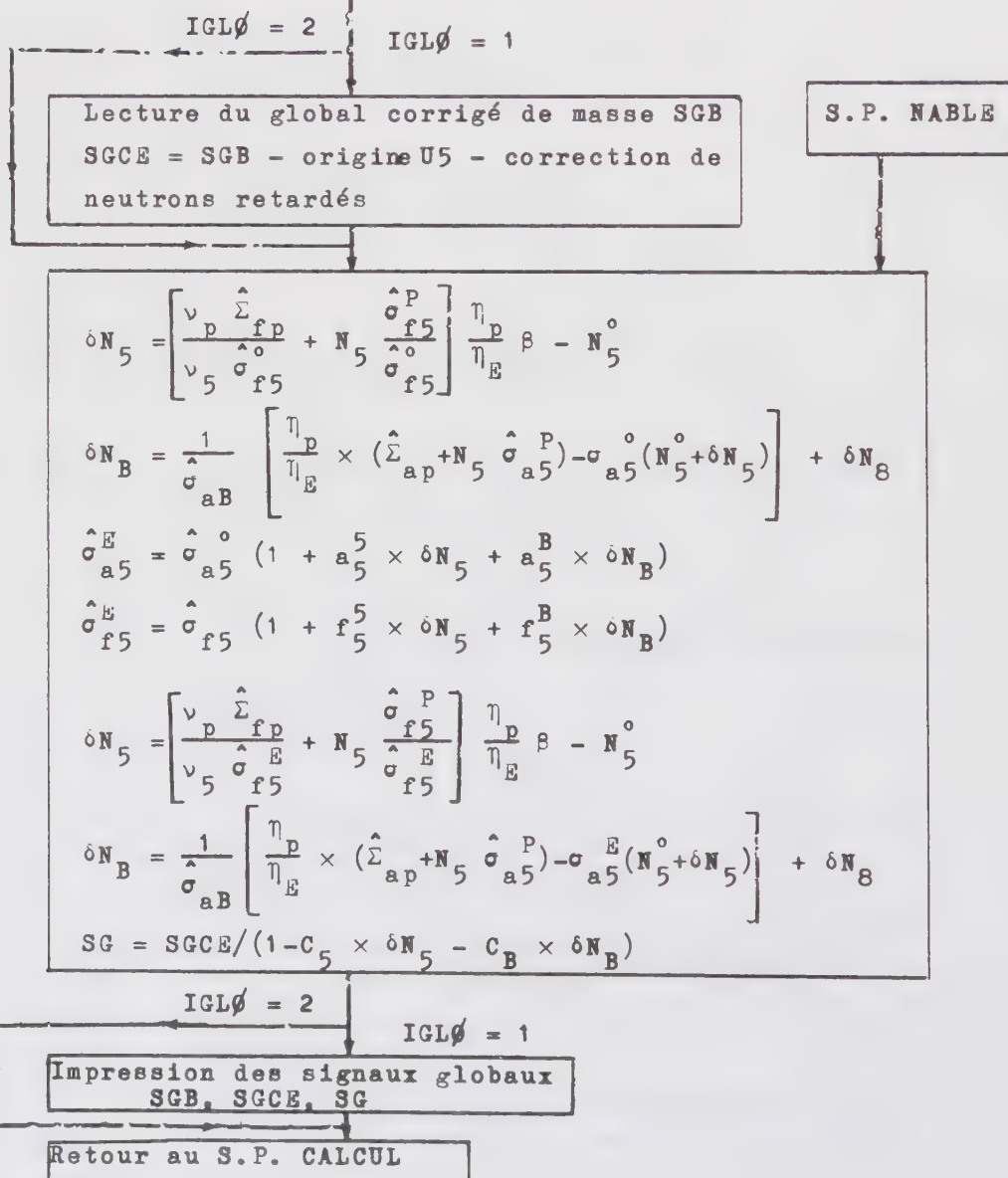
autant de fois qu'il y a d'échantillons

- S.P. SPECTR - ,



Retour au S.P. CALCUL

- S.P. COURB 1 -



- S.P. COURB 2 -

Lecture des signaux corrigés de masse
SLB, SGB

SLCO = SLB + $(L_p - L_g) \times \text{Coefficient d'étalonnage}$
SGCO = SGB
SLCE = SLCO - L origine
SGCE = SGCO - G origine
SG = SGCE
SL = SLCE
K = 0

K = K + 1

$$\delta N_5 = \frac{SG - P_6 \times SL}{P_1 (1 - P_6/P_5)}$$

$$\delta N_B = \frac{SG - P_5 \times SL}{P_2 (1 - P_5/P_6)}$$

SGCE = SGCO - $(N_{5_0} - N_5 + \delta N_5)$ coefficient de
correction de neutrons retardés

$$SG = SGCE / (1 - C_{G5} \times \delta N_5 - C_{GB} \times \delta N_B)$$

$$SL = SLCE / (1 - C_{L5} \times \delta N_5 - C_{LB} \times \delta N_B)$$

K = 1

K = 2

Retour au S.P. CALCUL

$$P_1 = \frac{\text{Global } U_5}{\delta N_5}$$

$$P_2 = \frac{\text{Global Bore}}{\delta N_B}$$

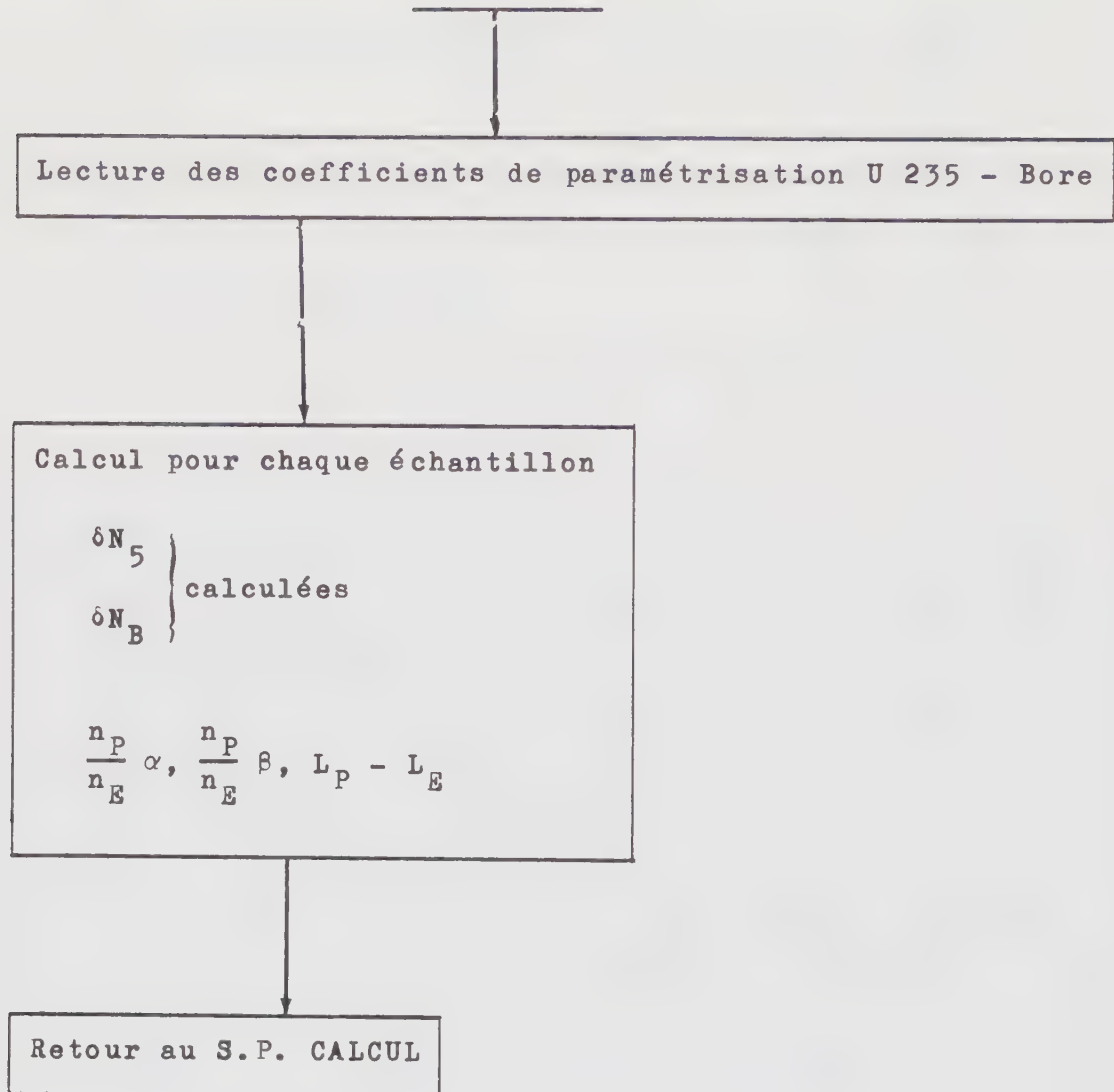
$$P_3 = \frac{\text{Local } U_5}{\delta N_5}$$

$$P_4 = \frac{\text{Local Bore}}{\delta N_B}$$

$$P_5 = P_1 / P_3$$

$$P_6 = P_2 / P_4$$

- S.P. NABLE -



SPECIFICATION TIROS

Entrées sous format EBCDIC

Notations Fortran.

U(I), SR(I) I = 1,3 SA(I) I = 1,7	$v_5, \sigma f_5, v_9, \sigma f_9, v_1, \sigma f_1$ $\sigma a_5, \sigma a_9, \sigma a_1, \sigma a_0, \sigma a_2, \sigma a_3, \sigma a_{bore}, \sigma a_8$	$\left. \begin{array}{l} \sigma \text{ à } 2200 \text{ m/s} \\ \text{en barn} \end{array} \right\} \sigma a_3 = \sigma a_{Am_{241}}$
ZN50, ZN80	$N_5 \text{ Unat}, N_8 \text{ Unat (en } 10^{21})$	
YA5, YR5	$\frac{\hat{\sigma} a_5}{\sigma a_{50}}, \frac{\hat{\sigma} f_5}{\sigma f_{50}}$ pour 1'Unat C.II corrigés de chambre et environnement par THERMOS	
A55,A5B,F55,F5B	$\alpha 5^5, \alpha 5^B, \beta 5^5, \beta 5^B$ Coefficients correctifs pour les calculs des sections dans le barreau équivalent	
	$\hat{\sigma} a_5^E = \sigma a_5 \text{ Unat } [1 + \alpha 5^5 \delta N_5 + \alpha 5^B \delta N_B]$ $\hat{\sigma} f_5^E = \hat{\sigma} f_5 \text{ Unat } [1 + \beta 5^5 \delta N_5 + \beta 5^B \delta N_B]$	$\left. \begin{array}{l} \delta N_5 \text{ et } \delta N_B \\ \text{en } 10^{21} \end{array} \right\}$
IGLØ	= 1 global seul = 2 global - local	
NE	Nombre d'échantillons	
IMØY	= 1 Pas de calcul des valeurs moyennes des η et σ sur les échantillons = 2 Calcul des valeurs moyennes des η et σ sur les échantillons	
IPERFØ	= 1 Perforations de certains résultats = 2 Pas de perforation	

LECTURE SUPERCELLULE : PARAMETRISATION U5, BORE

FIEO, ANEO, ALEO,
AEO, ACO

DCOEF (I, K)

I = 1,5

K = 1,5

$\phi, N, L, A_B, A_C (=A_{C1} + A_{C2})$ pour le calcul supercellule
Thermos Unat (ALEO = 0 pour un calcul sans
chambre ou en global seul).

Coefficients de paramétrisation U235 - Bore

I =	{	1 terme en $\Delta N5$
		2 terme en ΔNB
		3 terme en $(\Delta N5)^2$
		4 terme en $(\Delta NB)^2$
		5 terme en $(\Delta N5) * (\Delta NB)$
K =	{	1 étalonnage de ϕ_E
		2 étalonnage de N_E
		3 étalonnage de L_E
		4 étalonnage de A_E
		5 étalonnage de AC_E

Dans un calcul en global seul on met 0 pour les
coefficients de paramétrisation du signal local

LECTURE DES DONNEES DE NOMBRE DE NOYAUX ET SPECTRE

M →

K1(J), K2(J), K3(J)
ZN(I, J) I = 1,6
RF(I, J) I = 1,3

RA(I, J) I = 1,6

QF(I, J) I = 1,3

QA(I, J) I = 1,6

SF(I, J) I = 1,3

AELFIP(J), ANP(J)
AL_p(J), A_p(J),
A_{C1}(J), A_{C2}(J)

N° de l'échantillon (ex. 140)

K, L, M, (ex. 71/05/06)

N5, N9, N1, N0, N2, N_{A1} (en 10²¹)

$\frac{\hat{\sigma}f5}{\sigma f50}, \frac{\hat{\sigma}f9}{\sigma f90}, \frac{\hat{\sigma}f1}{\sigma f10}$

$\frac{\hat{\sigma}a5}{\sigma a50}, \frac{\hat{\sigma}a9}{\sigma a90}, \frac{\hat{\sigma}a1}{\sigma a10}, \frac{\hat{\sigma}a0}{\sigma a00}, \frac{\hat{\sigma}a2}{\sigma a20}, \frac{\hat{\sigma}a3}{\sigma a30}$ { facteurs de
spectre cal-
culés par
COREGRAF 2

$\frac{\hat{\sigma}f(\text{environnement+chambre})}{\hat{\sigma}f \text{ cellule sans chambre}}$ pour U235, Pu9, Pu1, cal-
culés par THERMOS

$\frac{\hat{\sigma}a(\text{environnement+chambre})}{\hat{\sigma}a \text{ cellule sans chambre}}$ pour U5, Pu9, Pu1, Pu0,
Pu2, Am1 calculés par
THERMOS

$\hat{\sigma}f5, \hat{\sigma}f9, \hat{\sigma}f1$ calcul supercellule THERMOS

$\phi_p, \eta_p, L_p, A_p^B, A_p^{C1}, A_{C2}^P$ résultats supercellules
THERMOS

$\frac{\eta_p}{\eta_{Unat}}$ (calculé par C.II) $L_p=0$ pour IGL $\phi = 1$

→ J = 1, NE

IØRIGI

I > 1 origine imposée

I < 1 origine = intersection des axes

LECTURE PARAMETRE DES AXES

TITRE à partir de la colonne 2.

Coefficient de correction du signal global

Courbure, pente, origine de l'U 235 et du Bore

Coefficient d'étalonnage du signal local et de correction du signal global

Courbure, pente, origine de : global U5
global Bore
local U5
local Bore

global et local de l'origine imposée

CARACTERISTIQUES DES ECHANTILLONS U-Pu

N° de l'échantillon = M (en respectant l'ordre des échantillons de 1 à NE)

Nombre de mesures (0 pour un échantillon non mesuré)

Global corrigé de masse (valeur moyenne des NM mesurés)

Local, global corrigé de masse (valeur moyenne des NM mesurés)

Ignorés si
NM = 0

= 1 retour à la lecture de v(I), SR(I)

= 2 retour à la lecture du titre

MP

NM

Ignoré si { SGB
IGLØ = 2 {

Ignoré si { SLB,
IGLØ = 1 { SGB

→ de 1 à NE

IFIN

A N N E X E II

TABLEAUX DES RESULTATS EN TEMPERATURE

Chaque tableau donne les résultats de mesure à 20 °C, 200 °C et 400 °C.

Les tableaux I (1 et 2) donnent pour le dépouillement en vélodyne les valeurs de $\hat{\eta}_p/\hat{\eta}_5$, leur écart aux valeurs calculées exprimées en pcm et la valeur de η_9/η_5 à 2200 m/s qui en résulte par la méthode des proportions calculées, soit à partir des deux signaux global et local soit à partir du global seul.

Les tableaux I (3 et 4) donnent les valeurs de $\hat{\sigma}_{a_p}$, $\hat{\sigma}_{f_p}$, leurs écarts aux valeurs calculées, exprimés en pour cent, et les valeurs des sections efficaces à 2200 m/s qui en résultent : σ_{a_9} , σ_{f_9} et σ_{a_4} .

Les tableaux II (1 à 4) fournissent les résultats équivalents pour le dépouillement en sélecteur.

TABLEAU I-1

CESAR 69 GLOBAL LOCAL BANDE ANGLAISE 20 DEGRES VELODYNE

NO.ECH	K	L	M	NP/N5	(C-E)/E	(N9/N5)/0
174	45	15	8	0.8961	1405	1.0036
175	45	20	8	0.8993	1384	1.0038
176	45	25	3	0.9272	1442	1.0032
177	45	25	20	0.8796	516	1.0125
191	22	25	3	0.9259	1459	1.0031
193	22	30	3	0.9298	1252	1.0051
195	22	35	3	0.9298	1388	1.0037
186	22	30	8	0.9078	1401	1.0036
196	22	35	8	0.9099	1296	1.0047
192	22	25	20	0.8636	258	1.0151
194	22	30	20	0.8666	183	1.0158
178	35	25	35	0.8419	146	1.0162
179	35	30	35	0.8445	82	1.0168
189	35	35	35	0.8456	142	1.0162

CESAR 69 GLOBAL LOCAL BANDE ANGLAISE 200 DEGRES VELODYNE

NO.ECH	K	L	M	NP/N5	(C-E)/E	(N9/N5)/0
174	45	15	8	0.8793	1260	1.0050
175	45	20	8	0.8794	1592	1.0017
176	45	25	3	0.9001	1922	0.9985
177	45	25	20	0.8616	1994	0.9975
191	22	25	3	0.8983	1665	1.0010
193	22	30	3	0.9049	1620	1.0015
195	22	35	3	0.9028	1766	1.0002
186	22	30	8	0.8939	1418	1.0045
196	22	35	8	0.8861	1853	0.9992
192	22	25	20	0.8499	371	1.0139
194	22	30	20	0.8508	526	1.0124
178	35	25	35	0.8298	543	1.0122
179	35	30	35	0.8327	425	1.0134
189	35	35	35	0.8292	524	1.0125

CESAR 69 GLOBAL LOCAL BANDE ANGLAISE 400 DEGRES VELODYNE

NO.ECH	K	L	M	NP/N5	(C-E)/E	(N9/N5)/0
174	45	15	8	0.8660	933	1.0083
175	45	20	8	0.8664	1271	1.0049
191	22	25	3	0.8851	1327	1.0044
193	22	30	3	0.8849	1644	1.0012
195	22	35	3	0.8850	1828	0.9994
186	22	30	8	0.8688	1735	1.0003
196	22	35	8	0.8689	1911	0.9986
192	22	25	20	0.8395	429	1.0133
194	22	30	20	0.8394	684	1.0108

TABLEAU I-2

CESAR 69				GLOBAL SEUL	BANDE ANGLAISE	20 DEGRES	VELODYNE
NO.ECH	K	L	M	NP/N5	(C-E)/E	(N9/N5)/0	
174	45	15	8	0.9006	899	1.0086	
175	45	20	8	0.9042	844	1.0092	
176	45	25	3	0.9324	874	1.0089	
177	45	25	20	0.8832	99	1.0167	
191	22	25	3	0.9325	741	1.0102	
193	22	30	3	0.9347	712	1.0105	
195	22	35	3	0.9354	774	1.0099	
186	22	30	8	0.9155	540	1.0122	
196	22	35	8	0.9130	950	1.0081	
192	22	25	20	0.8666	-82	1.0185	
194	22	30	20	0.8696	-161	1.0193	
178	35	25	35	0.8435	-51	1.0182	
179	35	30	35	0.8477	-292	1.0207	
189	35	35	35	0.8471	-24	1.0179	

CESAR 69				GLOBAL SEUL	BANDE ANGLAISE	200 DEGRES	VELODYNE
NO.ECH	K	L	M	NP/N5	(C-E)/E	(N9/N5)/0	
174	45	15	8	0.8837	763	1.0100	
175	45	20	8	0.8870	729	1.0103	
176	45	25	3	0.9131	470	1.0129	
177	45	25	20	0.8701	3	1.0177	
191	22	25	3	0.9074	649	1.0111	
193	22	30	3	0.9134	670	1.0109	
195	22	35	3	0.9148	727	1.0103	
186	22	30	8	0.8966	509	1.0125	
196	22	35	8	0.8951	835	1.0093	
192	22	25	20	0.8529	10	1.0176	
194	22	30	20	0.8548	60	1.0171	
178	35	25	35	0.8335	97	1.0167	
179	35	30	35	0.8393	-365	1.0214	
189	35	35	35	0.8394	-194	1.0197	

CESAR 69				GLOBAL SEUL	BANDE ANGLAISE	400 DEGRES	VELODYNE
NO.ECH	K	L	M	NP/N5	(C-E)/E	(N9/N5)/0	
174	45	15	8	0.8668	842	1.0092	
175	45	20	8	0.8740	386	1.0138	
191	22	25	3	0.8913	617	1.0114	
193	22	30	3	0.8942	578	1.0118	
195	22	35	3	0.8983	323	1.0144	
186	22	30	8	0.8798	472	1.0129	
196	22	35	8	0.8806	555	1.0121	
192	22	25	20	0.8399	381	1.0138	
194	22	30	20	0.8438	159	1.0161	

TABLEAU I-3

CESAR 69				BANDE ANGLAISE	20 DEGRES	VELODYNE	
NO.ECH	K	L	M	SIGMA.PU	(C-E)/E	(NU*SF)PU	(C-E)/E
174	45	15	8	1330.0	-1.4	2439.9	0.0
175	45	20	8	1315.4	-1.5	2420.3	-0.1
176	45	25	3	1325.7	-1.6	2513.2	-0.2
177	45	25	20	1250.7	-1.2	2249.6	-0.7
191	22	25	3	1310.5	-1.8	2483.3	-0.3
193	22	30	3	1296.3	-1.4	2465.1	-0.1
195	22	35	3	1292.4	-1.6	2455.9	-0.3
186	22	30	8	1282.3	-2.2	2381.1	-0.8
196	22	35	8	1260.3	-0.9	2344.0	0.3
192	22	25	20	1191.0	-0.9	2106.2	-0.6
194	22	30	20	1182.7	-0.9	2097.3	-0.8
178	35	25	35	1151.1	-0.6	1983.1	-0.4
179	35	30	35	1148.9	-1.1	1984.7	-1.0
189	35	35	35	1134.1	-0.5	1960.6	-0.4

CESAR 69				BANDE ANGLAISE	200 DEGRES	VELODYNE	
NO.ECH	K	L	M	SIGMA.PU	(C-E)/E	(NU*SF)PU	(C-E)/E
174	45	15	8	1567.6	-1.4	2813.3	-0.1
175	45	20	8	1558.6	-2.5	2795.6	-0.9
176	45	25	3	1595.3	-3.2	2930.3	-1.4
177	45	25	20	1483.1	-3.1	2604.6	-1.1
191	22	25	3	1540.1	-2.6	2834.9	-1.0
193	22	30	3	1529.7	-2.6	2821.6	-1.0
195	22	35	3	1535.6	-2.3	2823.8	-0.8
186	22	30	8	1472.0	-2.3	2682.7	-1.0
196	22	35	8	1492.4	-2.9	2694.4	-1.1
192	22	25	20	1385.4	-1.0	2403.5	-0.6
194	22	30	20	1375.5	-1.3	2387.1	-0.8
178	35	25	35	1341.3	-1.3	2270.7	-0.8
179	35	30	35	1343.4	-2.4	2280.7	-2.0
189	35	35	35	1351.7	-2.3	2283.9	-1.9

CESAR 69				BANDE ANGLAISE	400 DEGRES	VELODYNE	
NO.ECH	K	L	M	SIGMA.PU	(C-E)/E	(NU*SF)PU	(C-E)/E
174	45	15	8	1984.5	-2.3	3490.5	-1.3
175	45	20	8	1972.9	-2.7	3468.3	-1.5
191	22	25	3	1936.0	-3.0	3478.4	-1.7
193	22	30	3	1924.3	-3.2	3453.0	-1.6
195	22	35	3	1929.1	-3.3	3459.4	-1.5
186	22	30	8	1892.7	-3.7	3335.7	-2.0
196	22	35	8	1880.7	-3.3	3311.9	-1.5
192	22	25	20	1719.6	-1.1	2932.0	-0.7
194	22	30	20	1715.5	-1.6	2922.6	-0.9

TABLEAU I-4

CESAR 69				BANDE ANGLAISE	20 DEGRES	VELODYNE
NO.ECH	K	L	M	(SA.PU9)0	(SF.PU9)0	(SA.PU0)0
174	45	15	8	1026.9	741.4	301.1
175	45	20	8	1028.4	742.7	301.5
176	45	25	3	1029.2	742.8	301.8
177	45	25	20	1025.7	747.1	300.7
191	22	25	3	1031.1	744.1	302.3
193	22	30	3	1027.1	742.7	301.2
195	22	35	3	1029.7	743.6	301.9
186	22	30	8	1035.9	747.9	303.7
196	22	35	8	1022.5	739.1	299.8
192	22	25	20	1022.1	746.4	299.7
194	22	30	20	1022.4	747.2	299.8
178	35	25	35	1018.8	744.9	298.7
179	35	30	35	1024.4	749.4	300.4
189	35	35	35	1018.2	744.4	298.6

CESAR 69				BANDE ANGLAISE	200 DEGRES	VELODYNE
NO.ECH	K	L	M	(SA.PU9)0	(SF.PU9)0	(SA.PU0)0
174	45	15	8	1027.0	742.6	301.1
175	45	20	8	1038.8	748.6	304.6
176	45	25	3	1057.6	759.7	310.1
177	45	25	20	1045.0	757.6	306.4
191	22	25	3	1039.9	748.9	304.9
193	22	30	3	1039.4	748.9	304.8
195	22	35	3	1052.5	755.0	308.6
186	22	30	8	1021.5	741.8	299.5
196	22	35	8	1043.1	749.8	305.9
192	22	25	20	1022.8	746.1	299.9
194	22	30	20	1026.2	747.4	300.9
178	35	25	35	1026.6	747.6	301.0
179	35	30	35	1038.1	756.9	304.4
189	35	35	35	1054.3	764.1	309.1

CESAR 69				BANDE ANGLAISE	400 DEGRES	VELODYNE
NO.ECH	K	L	M	(SA.PU9)0	(SF.PU9)0	(SA.PU0)0
174	45	15	8	1015.7	736.8	297.8
175	45	20	8	1041.5	752.9	305.4
191	22	25	3	1033.2	746.6	303.0
193	22	30	3	1045.9	753.4	306.7
195	22	35	3	1063.8	764.9	311.9
186	22	30	8	1051.9	757.0	308.4
196	22	35	8	1058.3	760.3	310.3
192	22	25	20	1014.3	739.5	297.4
194	22	30	20	1028.9	748.2	301.7

TABLEAU II-1

CESAR 69 GLOBAL LOCAL BANDE ANGLAISE 20 DEGRES SELECTEUR

NO.ECH	K	L	M	NP/N5	(C-E)/E	(N9/N5)/0
174	45	15	8	0.8944	1590	1.0018
175	45	20	8	0.8994	1378	1.0039
176	45	25	3	0.9266	1507	1.0026
177	45	25	20	0.8797	502	1.0126
193	22	30	3	0.9297	1262	1.0050
186	22	30	8	0.9083	1345	1.0042
196	22	35	8	0.9106	1214	1.0055
192	22	25	20	0.8624	394	1.0137
194	22	30	20	0.8666	184	1.0158
178	35	25	35	0.8418	156	1.0161
179	35	30	35	0.8455	-28	1.0180
189	35	35	35	0.8479	-126	1.0190

CESAR 69 GLOBAL LOCAL BANDE ANGLAISE 200 DEGRES SELECTEUR

NO.ECH	K	L	M	NP/N5	(C-E)/E	(N9/N5)/0
174	45	15	8	0.8801	1166	1.0060
175	45	20	8	0.8807	1447	1.0032
176	45	25	3	0.9065	1199	1.0056
177	45	25	20	0.8641	702	1.0106
191	22	25	3	0.8984	1654	1.0011
193	22	30	3	0.9045	1660	1.0011
195	22	35	3	0.9055	1758	1.0001
186	22	30	8	0.8960	580	1.0118
196	22	35	8	0.8890	1531	1.0023
192	22	25	20	0.8464	784	1.0098
194	22	30	20	0.8482	834	1.0093
178	35	25	35	0.8273	850	1.0091
179	35	30	35	0.8343	229	1.0154
189	35	35	35	0.8314	765	1.0100

TABLEAU II-2

CESAR 69 GLOBAL SEUL BANDE ANGLAISE 20 DEGRES SELECTEUR

NO.ECH	K	L	M	NP/N5	(C-E)/E	(N9/N5)/0
174	45	15	8	0.9000	966	1.0079
175	45	20	8	0.9032	949	1.0081
176	45	25	3	0.9306	1069	1.0069
177	45	25	20	0.8819	244	1.0152
193	22	30	3	0.9342	770	1.0099
186	22	30	8	0.9154	559	1.0120
196	22	35	8	0.9122	1041	1.0072
192	22	25	20	0.8671	-144	1.0192
194	22	30	20	0.8693	-127	1.0190
178	35	25	35	0.8429	24	1.0174
179	35	30	35	0.8474	-254	1.0203
189	35	35	35	0.8463	59	1.0171

CESAR 69 GLOBAL SEUL BANDE ANGLAISE 200 DEGRES SELECTEUR

NO.ECH	K	L	M	NP/N5	(C-E)/E	(N9/N5)/0
174	45	15	8	0.8870	386	1.0138
175	45	20	8	0.8874	678	1.0108
176	45	25	3	0.9194	-223	1.0200
177	45	25	20	0.8703	-21	1.0179
191	22	25	3	0.9104	309	1.0145
193	22	30	3	0.9120	823	1.0094
195	22	35	3	0.9153	668	1.0109
186	22	30	8	0.9008	50	1.0172
196	22	35	8	0.8975	566	1.0120
192	22	25	20	0.8509	253	1.0151
194	22	30	20	0.8524	334	1.0143
178	35	25	35	0.8310	400	1.0136
179	35	30	35	0.8407	-534	1.0232
189	35	35	35	0.8394	-201	1.0197

TABLEAU II-3

CESAR 69 BANDE ANGLAISE 20 DEGRES SELECTEUR

NO.ECH	K	L	M	SIGMA.PU	(C-E)/E	(NU*SF)PU	(C-E)/E
174	45	15	8	1334.2	-1.7	2443.0	-0.1
175	45	20	8	1311.2	-1.2	2412.7	0.2
176	45	25	3	1320.9	-1.2	2502.4	0.3
177	45	25	20	1244.7	-0.8	2239.1	-0.3
193	22	30	3	1294.6	-1.3	2461.7	-0.0
186	22	30	8	1279.6	-2.0	2377.6	-0.7
196	22	35	8	1254.4	-0.5	2334.9	0.7
192	22	25	20	1197.2	-1.4	2114.2	-1.0
194	22	30	20	1181.5	-0.8	2095.2	-0.7
178	35	25	35	1148.8	-0.4	1979.0	-0.2
179	35	30	35	1143.7	-0.7	1978.0	-0.7
189	35	35	35	1121.7	0.6	1944.4	0.5

CESAR 69 BANDE ANGLAISE 200 DEGRES SELECTEUR

NO.ECH	K	L	M	SIGMA.PU	(C-E)/E	(NU*SF)PU	(C-E)/E
174	45 *	15	8	1579.5	-2.1	2837.3	-1.0
175	45	20	8	1553.8	-2.2	2790.9	-0.8
176	45	25	3	1593.2	-4.1	2947.4	-2.9
177	45	25	20	1470.2	-2.2	2589.5	-1.5
191	22	25	3	1552.7	-3.4	2858.3	-1.8
193	22	30	3	1524.5	-2.2	2811.0	-0.6
195	22	35	3	1524.1	-3.0	2811.0	-1.3
186	22	30	8	1480.6	-1.4	2704.7	-0.8
196	22	35	8	1489.6	-2.7	2697.7	-1.2
192	22	25	20	1391.6	-1.4	2404.3	-0.6
194	22	30	20	1376.6	-1.4	2381.7	-0.5
178	35	25	35	1341.2	-1.3	2263.7	-0.5
179	35	30	35	1341.7	-2.3	2282.4	-2.1
189	35	35	35	1340.0	-3.1	2269.9	-2.3

TABLEAU II-4

CESAR 69 BANDE ANGLAISE 20 DEGRES SELECTEUR

NO.ECH	K	L	M	(SA.PU9)0	(SF.PU9)0	(SA.PU0)0
174	45	15	8	1030.0	742.3	302.0
175	45	20	8	1025.1	740.3	300.6
176	45	25	3	1025.4	739.6	300.7
177	45	25	20	1020.8	743.6	299.3
193	22	30	3	1025.8	741.7	300.8
186	22	30	8	1033.7	746.8	303.1
196	22	35	8	1017.7	736.2	298.4
192	22	25	20	1027.4	749.2	301.2
194	22	30	20	1021.4	746.5	299.5
178	35	25	35	1016.8	743.3	298.2
179	35	30	35	1019.8	746.9	299.0
189	35	35	35	1007.1	738.3	295.3

CESAR 69 BANDE ANGLAISE 200 DEGRES SELECTEUR

NO.ECH	K	L	M	(SA.PU9)0	(SF.PU9)0	(SA.PU0)0
174	45	15	8	1034.8	748.9	303.4
175	45	20	8	1035.6	747.4	303.6
176	45	25	3	1056.2	764.1	309.7
177	45	25	20	1035.9	753.2	303.8
191	22	25	3	1048.4	755.1	307.4
193	22	30	3	1035.9	746.1	303.8
195	22	35	3	1044.6	751.6	306.3
186	22	30	8	1027.4	747.9	301.3
196	22	35	8	1041.1	750.7	305.3
192	22	25	20	1027.4	746.4	301.3
194	22	30	20	1027.0	745.7	301.1
178	35	25	35	1026.6	745.3	301.0
179	35	30	35	1036.9	757.4	304.0
189	35	35	35	1045.1	759.4	306.4

A N N E X E III

COURBES DE SECTIONS EFFICACES DU Pu^{239} EN FONCTION DE L'ENERGIE

Les nouvelles sections efficaces d'absorption et de fission du Pu^{239} déduites de l'ajustement sont tabulées entre 0 et 5.3 eV (sur 225 groupes d'énergie) sous la forme $\sigma\sqrt{E}/\sigma_0\sqrt{E_0}$, où σ_0 est la section efficace à l'énergie thermique $E_0 = 0.0253$ eV.

Pour permettre de suivre la modification de la forme des courbes de sections efficaces du Pu^{239} , on a mis en parallèle les anciennes valeurs de sections issues de la bibliothèque UKAEA 1967.

ENERGIE	SECTIONS D ABSORPTION		SECTIONS DE FISSION	
	COURBE INITIALE	COURBE MODIFIEE	COURBE INITIALE	COURBE MODIFIEE
0.25298E-C5	0.93528E C0	0.93555E 00	0.97378E 00	0.96710E 00
0.40163E-C5	0.54164E C0	0.93289E 00	0.97467E 00	0.96877E 00
0.15938E-C4	0.54158E C0	0.93327E 00	0.97485E 00	0.96856E 00
0.35765E-C4	0.54217E C0	0.93343E 00	0.97495E 00	0.96867E 00
0.63498E-C4	0.54231E C0	0.93357E 00	0.97503E 00	0.96875E 00
0.14268E-C3	0.54251E C0	0.93387E 00	0.97514E 00	0.96888E 00
0.25349E-C3	0.54274E C0	0.93407E 00	0.97524E 00	0.96901E 00
0.56596E-C3	0.54355E C0	0.93497E 00	0.97555E 00	0.96939E 00
0.10129E-C2	0.54455E C0	0.93615E 00	0.97589E 00	0.96983E 00
0.22763E-C2	0.54715E C0	0.93917E 00	0.97648E 00	0.97073E 00
0.40497E-C2	0.55526E C0	0.94282E 00	0.97757E 00	0.97225E 00
0.51251E-C2	0.95180E C0	0.94477E 00	0.97827E 00	0.97321E 00
0.63270E-C2	0.55507E C0	0.94839E 00	0.97949E 00	0.97471E 00
0.91103E-C2	0.56553E C0	0.95519E 00	0.98213E 00	0.97803E 00
0.12400E-C1	0.56800E C0	0.96339E 00	0.98521E 00	0.98192E 00
0.20496E-C1	0.58726E C0	0.98557E 00	0.99441E 00	0.99316E 00
0.30616E-C1	0.10144E 01	0.10164E 01	0.10083E 01	0.10097E 01
0.42760E-C1	0.10556E 01	0.10624E 01	0.10307E 01	0.10355E 01
0.56928E-C1	0.11111E 01	0.11241E 01	0.10657E 01	0.10748E 01
0.64771E-C1	0.11514E 01	0.11684E 01	0.10915E 01	0.11032E 01
0.72120E-C1	0.11555E 01	0.12209E 01	0.11226E 01	0.11372E 01
0.81975E-C1	0.12513E 01	0.12778E 01	0.11601E 01	0.11781E 01
0.91335E-C1	0.13211E 01	0.13536E 01	0.12099E 01	0.12319E 01
0.10120E 00	0.13572E 01	0.14366E 01	0.12655E 01	0.12920E 01
0.11157E C0	0.14545E 01	0.15421E 01	0.13364E 01	0.13683E 01
0.12245E C0	0.16143E 01	0.16720E 01	0.14277E 01	0.14661E 01
0.13384E C0	0.17640E 01	0.18339E 01	0.15419E 01	0.15883E 01
0.14573E C0	0.15626E 01	0.20489E 01	0.16968E 01	0.17533E 01
0.15812E C0	0.22452E 01	0.23517E 01	0.19236E 01	0.19940E 01
0.16451E 00	0.24000E 01	0.25184E 01	0.20415E 01	0.21195E 01
0.17103E 00	0.26242E 01	0.27588E 01	0.22181E 01	0.23065E 01
0.17767E C0	0.26461E 01	0.29974E 01	0.23926E 01	0.24919E 01
0.18444E C0	0.31347E 01	0.33070E 01	0.26206E 01	0.27335E 01
0.19835E 00	0.38816E 01	0.41089E 01	0.32098E 01	0.33580E 01
0.21277E C0	0.45350E 01	0.52399E 01	0.40345E 01	0.42324E 01
0.22770E C0	0.64286E 01	0.68445E 01	0.52113E 01	0.54805E 01
0.24313E C0	0.86595E 01	0.92732E 01	0.70055E 01	0.73813E 01
0.25907E 00	0.11541E 02	0.12765E 02	0.95955E 01	0.10130E 02
0.27551E 00	0.15575E 02	0.16676E 02	0.12526E 02	0.13239E 02
0.28392E 00	0.17073E 02	0.18283E 02	0.13741E 02	0.14528E 02
0.29246E 00	0.17820E 02	0.19086E 02	0.14369E 02	0.15195E 02
0.29678E 00	0.17858E 02	0.19127E 02	0.14415E 02	0.15243E 02
0.30113E 00	0.17752E 02	0.19056E 02	0.14378E 02	0.15204E 02
0.30551E 00	0.17562E 02	0.18808E 02	0.14214E 02	0.15030E 02
0.30992E 00	0.17126E 02	0.18339E 02	0.13883E 02	0.14678E 02
0.31884E C0	0.15445E 02	0.16532E 02	0.12572E 02	0.13287E 02
0.32788E 00	0.13459E 02	0.14398E 02	0.11023E 02	0.11644E 02
0.34635E 00	0.55045E 01	0.10149E 02	0.78570E 01	0.82850E 01
0.36532E C0	0.69095E 01	0.73582E 01	0.57892E 01	0.60893E 01
0.38480E 00	0.50710E 01	0.53804E 01	0.43111E 01	0.45196E 01
0.40479E 00	0.36343E 01	0.38408E 01	0.31445E 01	0.32833E 01
0.42709E C0	0.26860E 01	0.28205E 01	0.23689E 01	0.24609E 01
0.45000E C0	0.20378E 01	0.21254E 01	0.18265E 01	0.18885E 01
0.46073E 00	0.18243E 01	0.18961E 01	0.16468E 01	0.16960E 01
0.47159E C0	0.16434E 01	0.17227E 01	0.15121E 01	0.15528E 01
0.48258E C0	0.15271E 01	0.15757E 01	0.13955E 01	0.14288E 01
0.49369E 00	0.13592E 01	0.14382E 01	0.12885E 01	0.13152E 01
0.51629E 00	0.11654E 01	0.11922E 01	0.10855E 01	0.11010E 01
0.53940E 00	0.10081E 01	0.10191E 01	0.94317E 00	0.95060E 00
0.55115E 00	0.93784E C0	0.94398E 00	0.88107E 00	0.88518E 00
0.56302E 00	0.89061E 00	0.88247E 00	0.83052E 00	0.83176E 00
0.57502E 00	0.83254E 00	0.83059E 00	0.78753E 00	0.78624E 00
0.58714E 00	0.78353E 00	0.77860E 00	0.74419E 00	0.74066E 00
0.61177E 00	0.65734E 00	0.68639E 00	0.66662E 00	0.65943E 00
0.63690E 00	0.62663E 00	0.61325E 00	0.60531E 00	0.59529E 00
0.66254E 00	0.57358E 00	0.55501E 00	0.55608E 00	0.54383E 00
0.68869E 00	0.52566E 00	0.50773E 00	0.51653E 00	0.50247E 00
0.71534E 00	0.49266E 00	0.46831E 00	0.48517E 00	0.46962E 00
0.74250E 00	0.45772E 00	0.43158E 00	0.45434E 00	0.43720E 00
0.77016E 00	0.42898E 00	0.40135E 00	0.42960E 00	0.41208E 00
0.79833E 00	0.40886E 00	0.37968E 00	0.41258E 00	0.39414E 00
0.82701E 00	0.38426E 00	0.35432E 00	0.39080E 00	0.37193E 00
0.85619E 00	0.36382E 00	0.33323E 00	0.37327E 00	0.35401E 00
0.88588E C0	0.34567E 00	0.31461E 00	0.35759E 00	0.33804E 00
0.91607E 00	0.32782E 00	0.29658E 00	0.34200E 00	0.32235E 00
0.94677E 00	0.31475E 00	0.28317E 00	0.33124E 00	0.31134E 00
0.97798E 00	0.30015E 00	0.26862E 00	0.31872E 00	0.29882E 00
0.99377E 00	0.25364E 00	0.26214E 00	0.31326E 00	0.29335E 00
0.10097E 01	0.25083E 00	0.25900E 00	0.31105E 00	0.29095E 00
0.10177E 01	0.26883E C0	0.25692E 00	0.30919E 00	0.28905E 00
0.10257E 01	0.26686E 00	0.25486E 00	0.30734E 00	0.28717E 00
0.10338E 01	0.28450E 00	0.25283E 00	0.30551E 00	0.28531E 00
0.10419E 01	0.28256E C0	0.25083E 00	0.30370E 00	0.28347E 00
0.10460E 01	0.28200E 00	0.24985E 00	0.30281E 00	0.28256E 00
0.10500E 01	0.28105E 00	0.24886E 00	0.30191E 00	0.28165E 00
0.10541E 01	0.28010E C0	0.24789E 00	0.30102E 00	0.28075E 00
0.10582E 01	0.27915E 00	0.24692E 00	0.30014E 00	0.27986E 00
0.10623E 01	0.27821E 00	0.24595E 00	0.29926E 00	0.27897E 00
0.10664E 01	0.27728E 00	0.24500E 00	0.29838E 00	0.27808E 00
0.10705E 01	0.27635E 00	0.24405E 00	0.29751E 00	0.27720E 00
0.10746E 01	0.27542E 00	0.24310E 00	0.29664E 00	0.27633E 00
0.10829E 01	0.27359E 00	0.24123E 00	0.29492E 00	0.27459E 00
0.10912E 01	0.27177E 00	0.23939E 00	0.29321E 00	0.27288E 00
0.10995E 01	0.26998E 00	0.23757E 00	0.29152E 00	0.27118E 00
0.11079E 01	0.26820E 00	0.23577E 00	0.28984E 00	0.26951E 00
0.11247E 01	0.26645E 00	0.23225E 00	0.28854E 00	0.26821E 00
0.11416E 01	0.26126E 00	0.22882E 00	0.28330E 00	0.26298E 00
0.11758E 01	0.25461E 00	0.22221E 00	0.27700E 00	0.25673E 00
0.12106E 01	0.24807E 00	0.21580E 00	0.27080E 00	0.25062E 00
0.12281E 01	0.24474E 00	0.21257E 00	0.26763E 00	0.24753E 00
0.12458E 01	0.24147E 00	0.20943E 00	0.26452E 00	0.24449E 00
0.12547E 01	0.23587E 00	0.20788E 00	0.26299E 00	0.24300E 00
0.12637E 01	0.23628E 00	0.20636E 00	0.26147E 00	0.24153E 00
0.12726E 01	0.23670E 00	0.20485E 00	0.25997E 00	0.24007E 00
0.12816E 01	0.23514E 00	0.20336E 00	0.25848E 00	0.23862E 00
0.12997E 01	0.23207E 00	0.20043E 00	0.25554E 00	0.23577E 00
0.13179E 01	0.22500E 00	0.19758E 00	0.25266E 00	0.23298E 00
0.13270E 01	0.22758E 00	0.19617E 00	0.25124E 00	0.23161E 00
0.13367E 01	0.22611E 00	0.19479E 00	0.24983E 00	0.23025E 00
0.13454E 01	0.22466E 00	0.19342E 00	0.24843E 00	0.22890E 00
0.13546E 01	0.22322E 00	0.19206E 00	0.24704E 00	0.22757E 00
0.13639E 01	0.22179E 00	0.19073E 00	0.24567E 00	0.22625E 00

ENERGIE	SECTIONS D'ABSORPTION		SECTIONS DE FISSION	
	COURBE INITIALE	COURBE MODIFIEE	COURBE INITIALE	COURBE MODIFIEE
0.13732E 01	0.22C3BE CO	0.18940E 00	0.24431E 00	0.22494E 00
0.13919E 01	0.2176CE 00	0.18680E 00	0.24163E 00	0.22236E 00
0.14107E 01	0.21507E CC	0.18442E 00	0.23920E 00	0.22003E 00
0.14297E 01	0.21272E 00	0.18227E 00	0.23697E 00	0.21788E 00
0.14488E 01	0.21C41E CO	0.18006E 00	0.23477E 00	0.21576E 00
0.14584E 01	0.20527E CC	0.17893E 00	0.23368E 00	0.21472E 00
0.14680E 01	0.20C14E CO	0.17794E 00	0.23260E 00	0.21369E 00
0.14776E 01	0.20707E CO	0.17690E 00	0.23153E 00	0.21266E 00
0.14873E 01	0.20551E 00	0.17587E 00	0.23047E 00	0.21165E 00
0.14970E 01	0.20481E CO	0.17485E 00	0.22942E 00	0.21064E 00
0.15068E 01	0.20372E CO	0.17384E 00	0.22837E 00	0.20964E 00
0.15264E 01	0.20157E CO	0.17185E 00	0.22631E 00	0.20767E 00
0.15461E 01	0.19545E CO	0.16990E 00	0.22423E 00	0.20573E 00
0.15859E 01	0.19533E 00	0.16611E 00	0.22330E 00	0.20195E 00
0.16262E 01	0.19133E CO	0.16247E 00	0.21645E 00	0.19829E 00
0.16465E 01	0.18539E CO	0.16070E 00	0.21456E 00	0.19651E 00
0.16670E 01	0.18747E 00	0.15893E 00	0.21271E 00	0.19475E 00
0.16876E 01	0.18559E CC	0.15725E 00	0.21088E 00	0.19303E 00
0.17083E 01	0.18411E 00	0.15590E 00	0.20946E 00	0.19126E 00
0.17187E 01	0.18367E CO	0.15549E 00	0.20904E 00	0.19026E 00
0.17292E 01	0.18323E CO	0.15505E 00	0.20862E 00	0.19065E 00
0.17344E 01	0.183C1E CO	0.15484E 00	0.20841E 00	0.19045E 00
0.17397E 01	0.18275E CO	0.15463E 00	0.20820E 00	0.19005E 00
0.17502E 01	0.18235E CO	0.15422E 00	0.20779E 00	0.18965E 00
0.17607E 01	0.18151E 00	0.15380E 00	0.20737E 00	0.18886E 00
0.17819E 01	0.181C5E CO	0.15298E 00	0.20656E 00	0.18807E 00
0.18032E 01	0.18C2CE CO	0.15217E 00	0.20574E 00	0.18653E 00
0.18461E 01	0.17852E CO	0.15059E 00	0.20415E 00	0.18503E 00
0.18896E 01	0.17687E CO	0.14905E 00	0.20258E 00	0.18355E 00
0.19326E 01	0.17524E CO	0.14755E 00	0.20115E 00	0.18211E 00
0.19781E 01	0.17368E CO	0.14609E 00	0.19954E 00	0.18064E 00
0.20231E 01	0.17224E CO	0.14476E 00	0.19799E 00	0.17914E 00
0.20686E 01	0.17055E CC	0.14356E 00	0.19641E 00	0.17768E 00
0.21146E 01	0.16568E CO	0.14238E 00	0.19486E 00	0.17624E 00
0.21611E 01	0.16443E CO	0.14124E 00	0.19334E 00	0.17433E 00
0.22081E 01	0.16721E CC	0.14012E 00	0.19184E 00	0.17345E 00
0.22556E 01	0.16606E CO	0.13902E 00	0.19038E 00	0.17210E 00
0.23037E 01	0.16482E CO	0.13795E 00	0.18894E 00	0.17077E 00
0.23522E 01	0.16366E CO	0.13690E 00	0.18752E 00	0.16947E 00
0.24012E 01	0.16252E CO	0.13587E 00	0.18613E 00	0.16820E 00
0.24508E 01	0.16140E CO	0.13487E 00	0.18477E 00	0.16757E 00
0.24975E 01	0.16064E CO	0.13437E 00	0.18409E 00	0.16695E 00
0.25008E 01	0.16030E CO	0.13389E 00	0.18343E 00	0.16640E 00
0.25260E 01	0.15593E CO	0.13355E 00	0.18284E 00	0.16586E 00
0.25514E 01	0.15557E CO	0.13322E 00	0.18226E 00	0.16550E 00
0.25641E 01	0.15539E CO	0.13305E 00	0.18197E 00	0.16532E 00
0.25769E 01	0.15521E CO	0.13289E 00	0.18168E 00	0.16505E 00
0.25896E 01	0.15503E CO	0.13273E 00	0.18140E 00	0.16479E 00
0.26025E 01	0.15485E CO	0.13256E 00	0.18111E 00	0.16465E 00
0.26089E 01	0.15476E CO	0.13248E 00	0.18097E 00	0.16452E 00
0.26153E 01	0.15468E CO	0.13240E 00	0.18083E 00	0.16439E 00
0.26217E 01	0.15459E CO	0.13232E 00	0.18069E 00	0.16426E 00
0.26282E 01	0.15450E CO	0.13224E 00	0.18054E 00	0.16419E 00
0.26314E 01	0.15445E CO	0.13220E 00	0.18047E 00	0.16413E 00
0.26346E 01	0.15441E CO	0.13216E 00	0.18040E 00	0.16406E 00
0.26379E 01	0.15437E CO	0.13212E 00	0.18033E 00	0.16399E 00
0.26411E 01	0.15432E CO	0.13208E 00	0.18026E 00	0.16393E 00
0.26443E 01	0.15428E CO	0.13204E 00	0.18019E 00	0.16386E 00
0.26475E 01	0.15423E CO	0.13200E 00	0.18012E 00	0.16380E 00
0.26508E 01	0.15419E CO	0.13196E 00	0.18005E 00	0.16373E 00
0.26540E 01	0.15415E CO	0.13192E 00	0.17998E 00	0.16367E 00
0.26573E 01	0.15411E CO	0.13188E 00	0.17991E 00	0.16360E 00
0.26605E 01	0.15407E CO	0.13184E 00	0.17984E 00	0.16347E 00
0.26638E 01	0.15403E CO	0.13180E 00	0.17977E 00	0.16334E 00
0.26670E 01	0.15399E CO	0.13176E 00	0.17970E 00	0.16321E 00
0.26703E 01	0.15395E CO	0.13172E 00	0.17963E 00	0.16308E 00
0.26735E 01	0.15391E CO	0.13168E 00	0.17956E 00	0.16283E 00
0.26768E 01	0.15387E CO	0.13164E 00	0.17949E 00	0.16257E 00
0.26800E 01	0.15383E CO	0.13160E 00	0.17942E 00	0.16206E 00
0.26832E 01	0.15379E CO	0.13156E 00	0.17935E 00	0.16155E 00
0.26865E 01	0.15375E CO	0.13152E 00	0.17928E 00	0.16055E 00
0.26897E 01	0.15371E CO	0.13148E 00	0.17921E 00	0.15957E 00
0.26930E 01	0.15367E CO	0.13144E 00	0.17914E 00	0.15765E 00
0.26962E 01	0.15363E CO	0.13140E 00	0.17907E 00	0.15521E 00
0.27000E 01	0.15359E CO	0.13136E 00	0.17900E 00	0.15457E 00
0.27032E 01	0.15355E CO	0.13132E 00	0.17893E 00	0.15395E 00
0.27065E 01	0.15351E CO	0.13128E 00	0.17886E 00	0.15272E 00
0.27097E 01	0.15347E CO	0.13124E 00	0.17879E 00	0.15151E 00
0.27130E 01	0.15343E CO	0.13120E 00	0.17872E 00	0.14914E 00
0.27162E 01	0.15339E CO	0.13116E 00	0.17865E 00	0.14686E 00
0.27195E 01	0.15335E CO	0.13112E 00	0.17858E 00	0.14635E 00
0.27227E 01	0.15331E CO	0.13108E 00	0.17851E 00	0.14586E 00
0.27260E 01	0.15327E CO	0.13104E 00	0.17844E 00	0.14488E 00
0.27292E 01	0.15323E CO	0.13100E 00	0.17837E 00	0.14392E 00
0.27325E 01	0.15319E CO	0.13096E 00	0.17830E 00	0.14299E 00
0.27357E 01	0.15315E CO	0.13092E 00	0.17823E 00	0.14204E 00
0.27390E 01	0.15311E CO	0.13088E 00	0.17816E 00	0.14022E 00
0.27422E 01	0.15307E CO	0.13084E 00	0.17809E 00	0.13337E 00
0.27455E 01	0.15303E CO	0.13080E 00	0.17802E 00	0.13788E 00
0.27487E 01	0.15299E CO	0.13076E 00	0.17795E 00	0.13740E 00
0.27520E 01	0.15295E CO	0.13072E 00	0.17788E 00	0.13693E 00
0.27552E 01	0.15291E CO	0.13068E 00	0.17781E 00	0.13645E 00
0.27585E 01	0.15287E CO	0.13064E 00	0.17774E 00	0.13552E 00
0.27617E 01	0.15283E CO	0.13060E 00	0.17767E 00	0.13459E 00
0.27650E 01	0.15279E CO	0.13056E 00	0.17760E 00	0.13279E 00
0.27682E 01	0.15275E CO	0.13052E 00	0.17753E 00	0.13196E 00
0.27715E 01	0.15271E CO	0.13048E 00	0.17746E 00	0.13191E 00
0.27747E 01	0.15267E CO	0.13044E 00	0.17739E 00	0.13187E 00
0.27780E 01	0.15263E CO	0.13040E 00	0.17732E 00	0.13183E 00
0.27812E 01	0.15259E CO	0.13036E 00	0.17725E 00	0.13174E 00
0.27845E 01	0.15255E CO	0.13032E 00	0.17718E 00	0.13165E 00
0.27877E 01	0.15251E CO	0.13028E 00	0.17711E 00	0.13149E 00
0.27910E 01	0.15247E CO	0.13024E 00	0.17704E 00	0.13135E 00
0.27942E 01	0.15243E CO	0.13020E 00	0.17697E 00	0.13121E 00
0.27975E 01	0.15239E CO	0.13016E 00	0.17690E 00	0.13222E 00
0.28007E 01	0.15235E CO	0.13012E 00	0.17683E 00	0.13232E 00
0.28040E 01	0.15231E CO	0.13008E 00	0.17676E 00	0.13245E 00
0.28072E 01	0.15227E CO	0.13004E 00	0.17669E 00	0.13259E 00
0.28105E 01	0.15223E CO	0.13000E 00	0.17662E 00	
0.28137E 01	0.15219E CO	0.12996E 00	0.17655E 00	
0.28170E 01	0.15215E CO	0.12992E 00	0.17648E 00	
0.28202E 01	0.15211E CO	0.12988E 00	0.17641E 00	
0.28235E 01	0.15207E CO	0.12984E 00	0.17634E 00	
0.28267E 01	0.15203E CO	0.12980E 00	0.17627E 00	
0.28300E 01	0.15199E CO	0.12976E 00	0.17620E 00	
0.28332E 01	0.15195E CO	0.12972E 00	0.17613E 00	
0.28365E 01	0.15191E CO	0.12968E 00	0.17606E 00	
0.28397E 01	0.15187E CO	0.12964E 00	0.17599E 00	
0.28430E 01	0.15183E CO	0.12960E 00	0.17592E 00	
0.28462E 01	0.15179E CO	0.12956E 00	0.17585E 00	
0.28495E 01	0.15175E CO	0.12952E 00	0.17578E 00	
0.28527E 01	0.15171E CO	0.12948E 00	0.17571E 00	
0.28560E 01	0.15167E CO	0.12944E 00	0.17564E 00	
0.28592E 01	0.15163E CO	0.12940E 00	0.17557E 00	
0.28625E 01	0.15159E CO	0.12936E 00	0.17550E 00	
0.28657E 01	0.15155E CO	0.12932E 00	0.17543E 00	
0.28690E 01	0.15151E CO	0.12928E 00	0.17536E 00	
0.28722E 01	0.15147E CO	0.12924E 00	0.17529E 00	
0.28755E 01	0.15143E CO	0.12920E 00	0.17522E 00	
0.28787E 01	0.15139E CO	0.12916E 00	0.17515E 00	
0.28820E 01	0.15135E CO	0.12912E 00	0.17508E 00	
0.28852E 01	0.15131E CO	0.12908E 00	0.17501E 00	
0.28885E 01	0.15127E CO	0.12904E 00	0.17494E 00	
0.28917E 01	0.15123E CO	0.12900E 00	0.17487E 00	
0.28950E 01	0.15119E CO	0.12896E 00	0.17480E 00	
0.28982E 01	0.15115E CO	0.12892E 00	0.17473E 00	
0.29015E 01	0.15111E CO	0.12888E 00	0.17466E 00	
0.29047E 01	0.15107E CO	0.12884E 00	0.17459E 00	
0.29080E 01	0.15103E CO	0.12880E 00	0.17452E 00	
0.29112E 01	0.15099E CO	0.12876E 00	0.17445E 00	
0.29145E 01	0.15095E CO	0.12872E 00	0.17438E 00	
0.29177E 01	0.15091E CO	0.12868E 00	0.17431E 00	
0.29210E 01	0.15087E CO	0.12864E 00	0.17424E 00	
0.29242E 01	0.15083E CO	0.12860E 00	0.17417E 00	
0.29275E 01	0.15079E CO	0.12856E 00	0.17410E 00	
0.29307E 01	0.15075E CO	0.12852E 00	0.17403E 00	
0.29340E 01	0.15071E CO	0.12848E 00	0.17396E 00	
0.29372E 01	0.15067E CO	0.12844E 00	0.17389E 00	
0.29405E 01	0.15063E CO	0.12840E 00	0.17382E 00	
0.29437E 01	0.15059E CO	0.12836E 00	0.17375E 00	
0.29470E 01	0.15055E CO	0.12832E 00	0.17368E 00	
0.29502E 01	0.15051E CO	0.12828E 00	0.17361E 00	
0.29535E 01	0.15047E CO	0.12824E 00	0.17354E 00	
0.29567E 01	0.15043E CO	0.12820E 00		

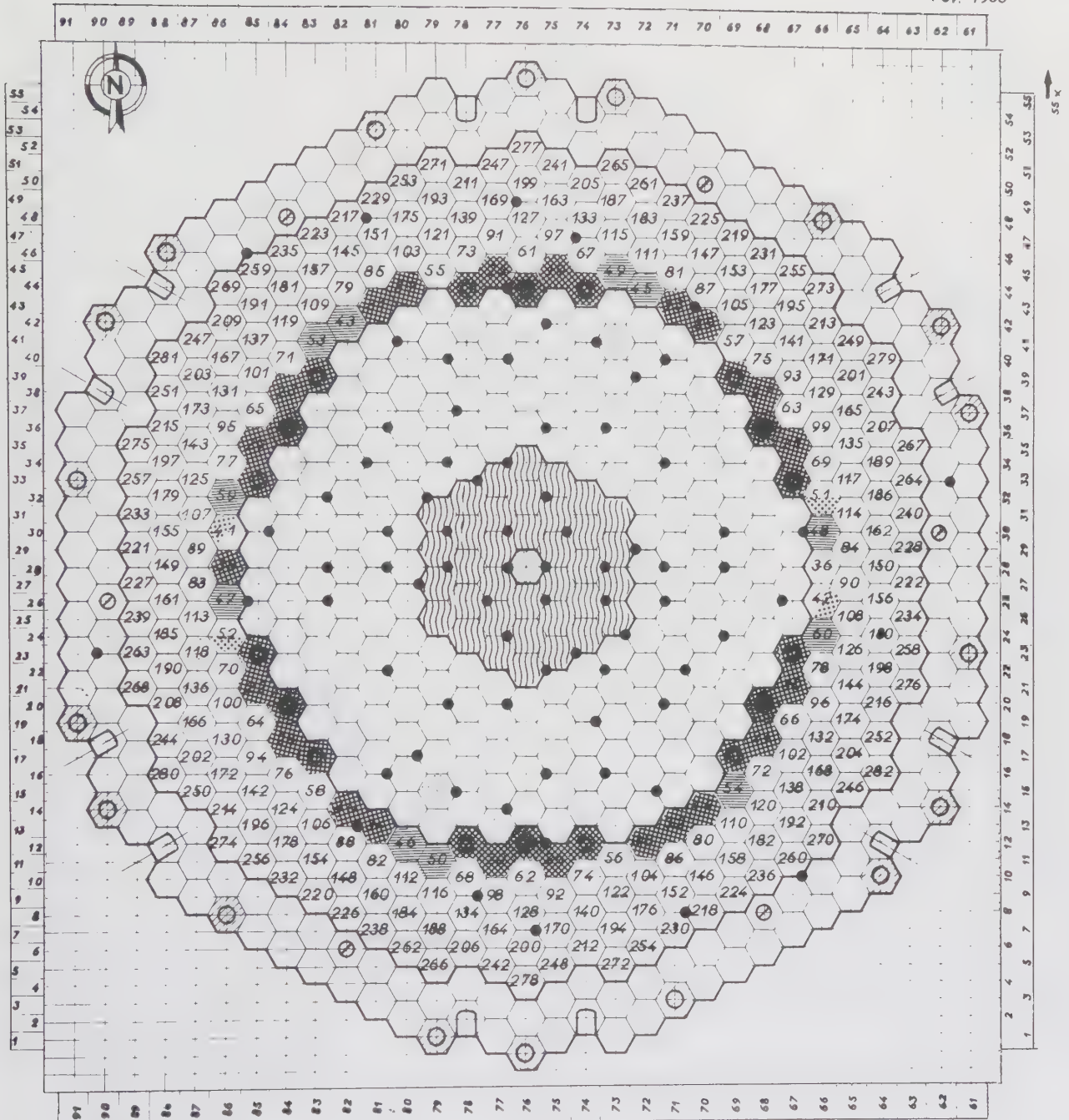
LISTE DES FIGURES

- 1 - Empilement César - chargement à 20 °C
- 2 - Empilement César - chargement à 200 °C
- 3 - Empilement César - chargement à 400 °C
- 4 - César 69 - cellule centrale et chambre à fission
- 5 - Profil de la gaine
- 6 - Schéma de position du train d'oscillation
- 7 - Schéma de principe du pilote automatique
- 8 - Linéarité différentielle - César 69 - 20 °C
- 9 - " " " 200 °C
- 10 - " " " 400 °C
- 11 - Circuit de détection des signaux
- 12 - Evolution axiale de la correction de signal local
- 13 - Correction de signal local
- 14 - Evolution axiale du signal local
- 15 - Etude CORTINA
- 16 - Sections efficaces d'absorption du Pu 239 en fonction de l'énergie
- 17 - Sections efficaces de fission du Pu 239 en fonction de l'énergie

Empilement CESAR

(Nord)

Fev. 1965



(Sud)



Treuis Ue en position basse



Ue fixes



Treuis Ue de stabilisation

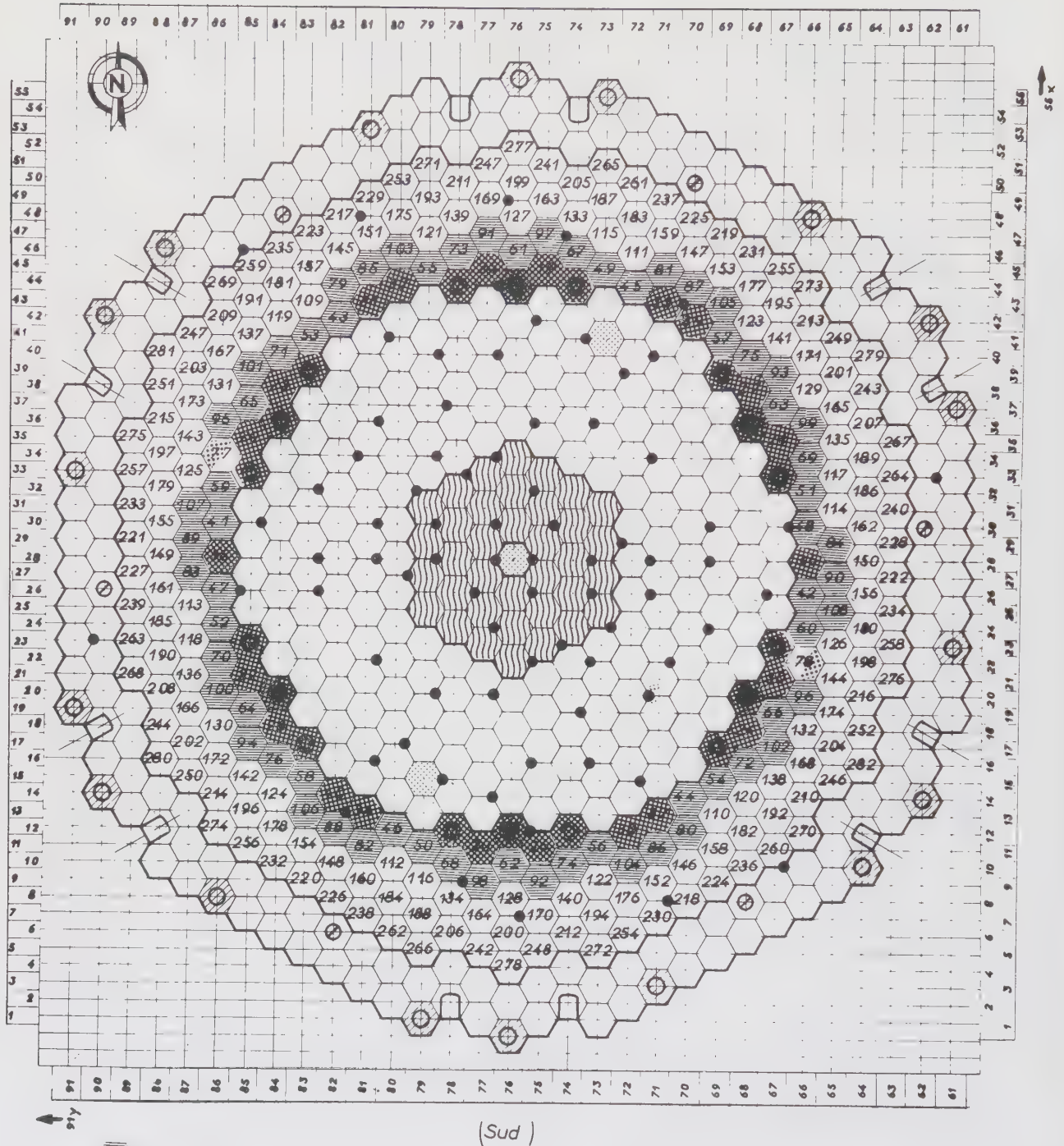
Chargement à 20°C.

NT.01.30. Fig 1

Empilement CESAR

(Nord)

Fev. 1965



Treils Ue en position basse

Ue fixes

Treils Ue de stabilisation

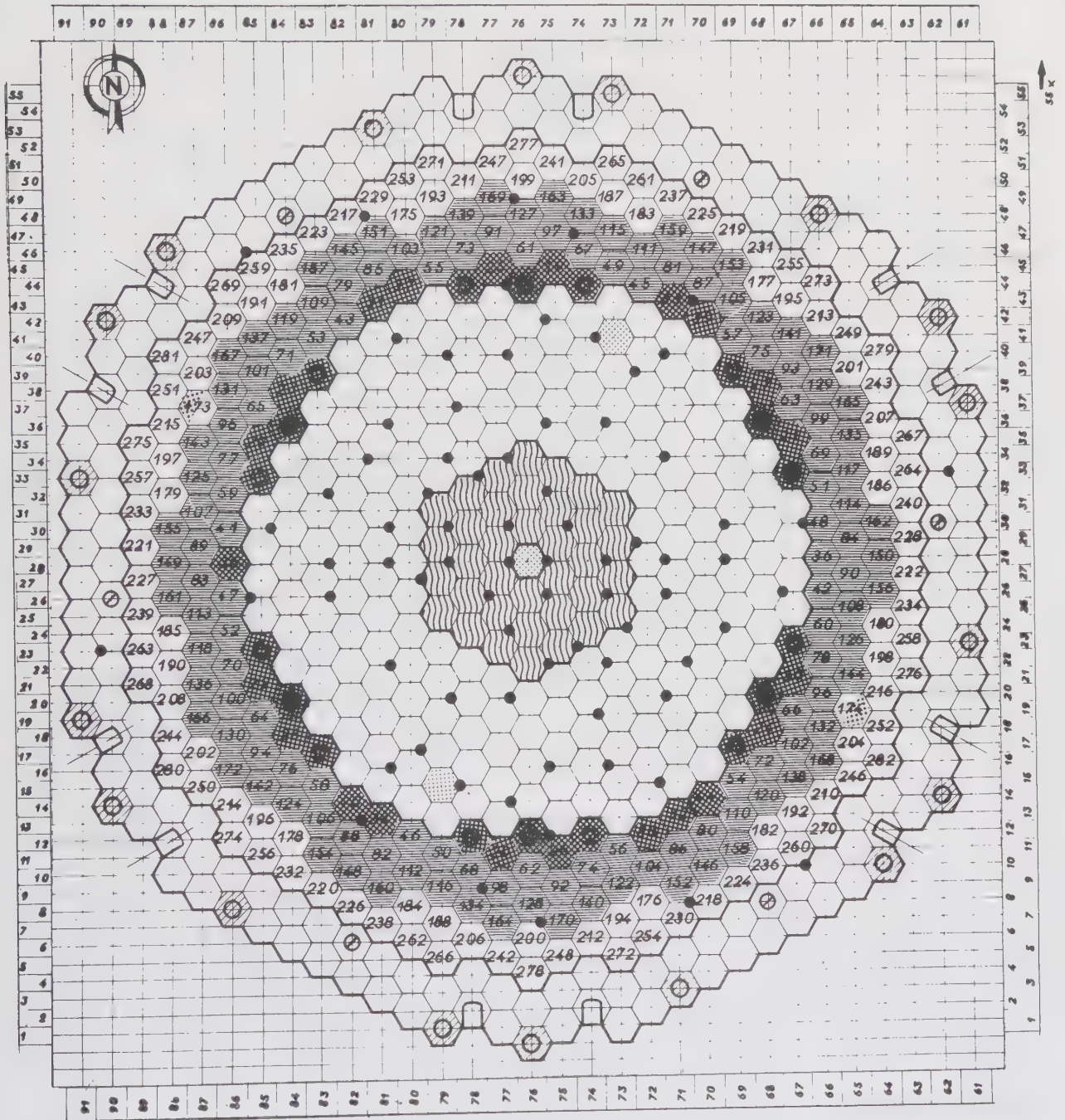
Chargement à 200°C.

NT. Q1.30. Fig 2

Emplacement CESAR

(Nord)

Fev. 1965



(Sud)

● Treuils Ue en position basse

■ Ue fixes

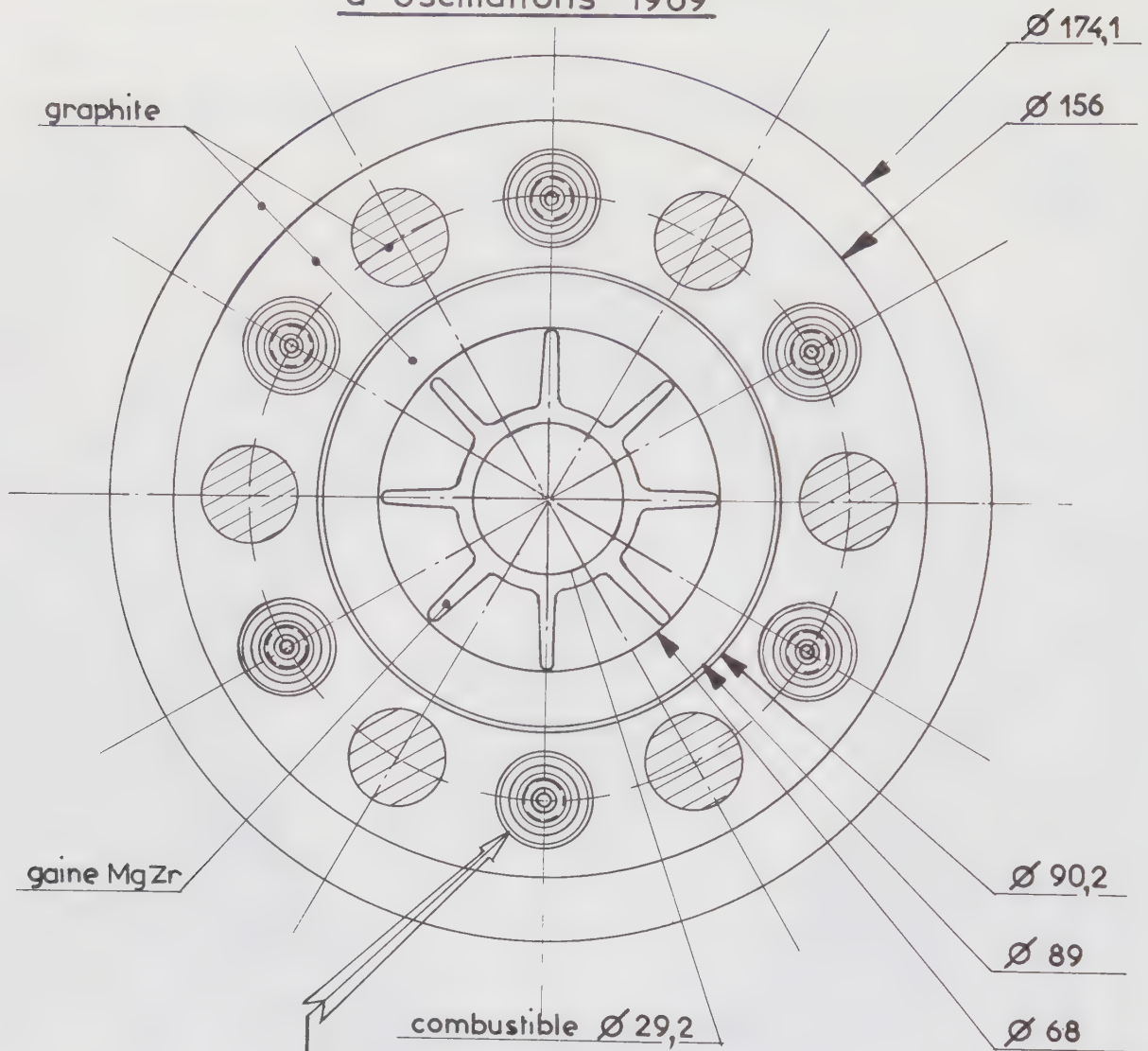
Chargement à 400°C.

▨ Treuils Ue de stabilisation

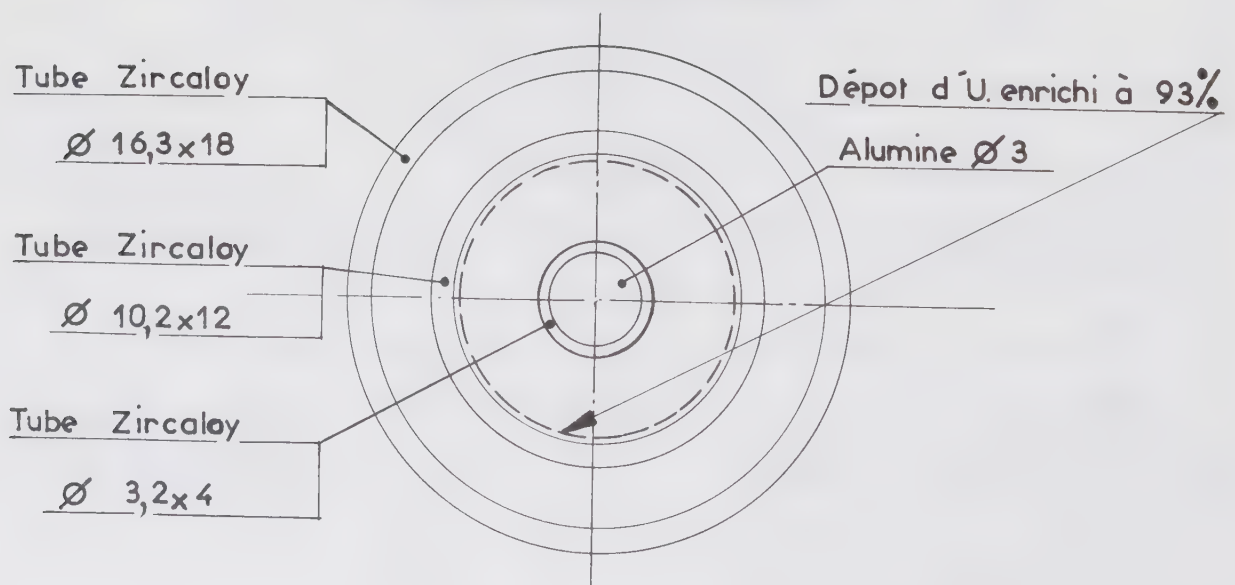
NT. 01. 30. Fig 3

Figure: 4

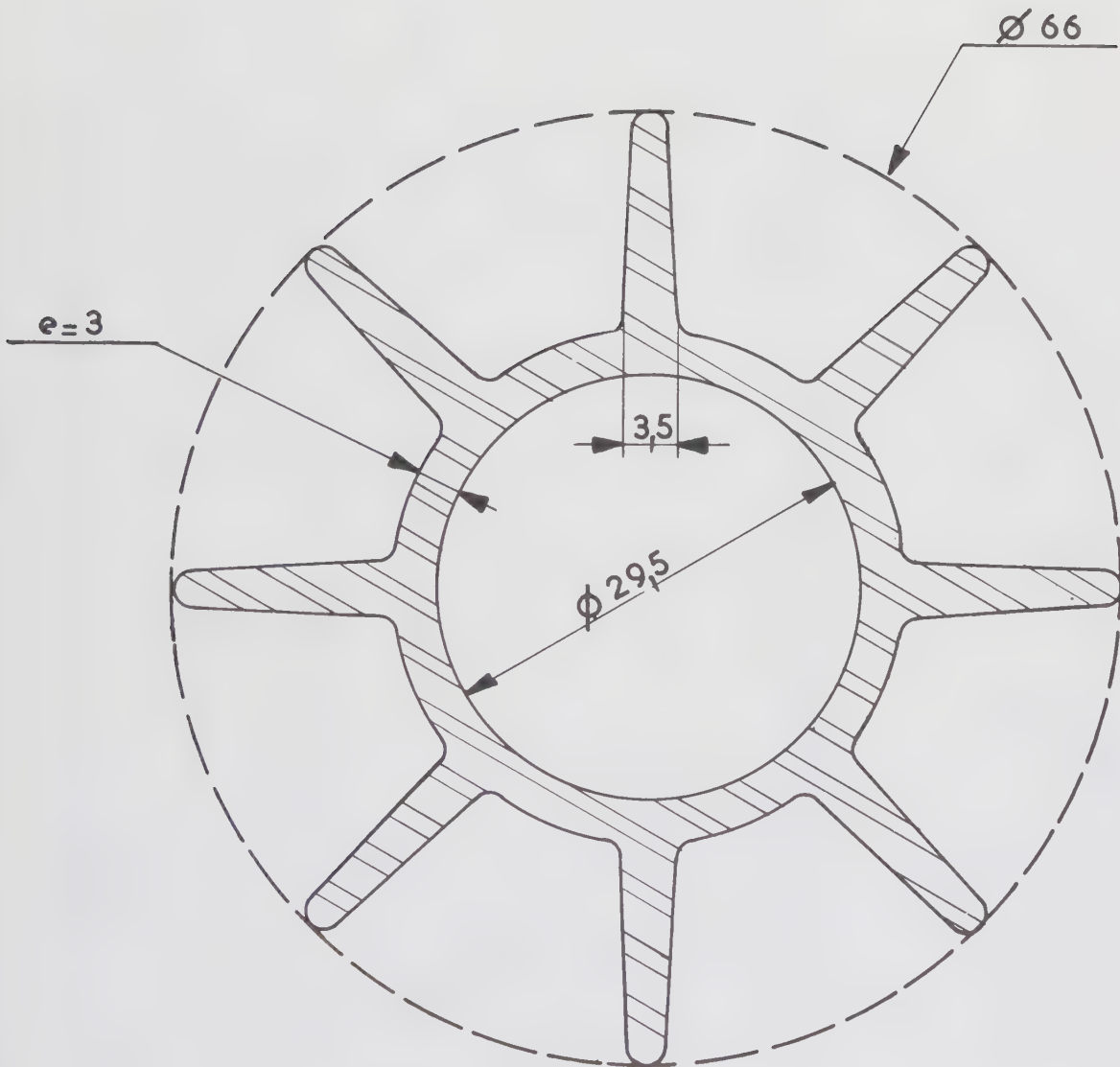
A . Cellule centrale de César-Campagne
d'oscillations 1969



B . Chambre à fission



Profil de la gaine



SCHEMA DE POSITION DU TRAIN D'OSCILLATIONS

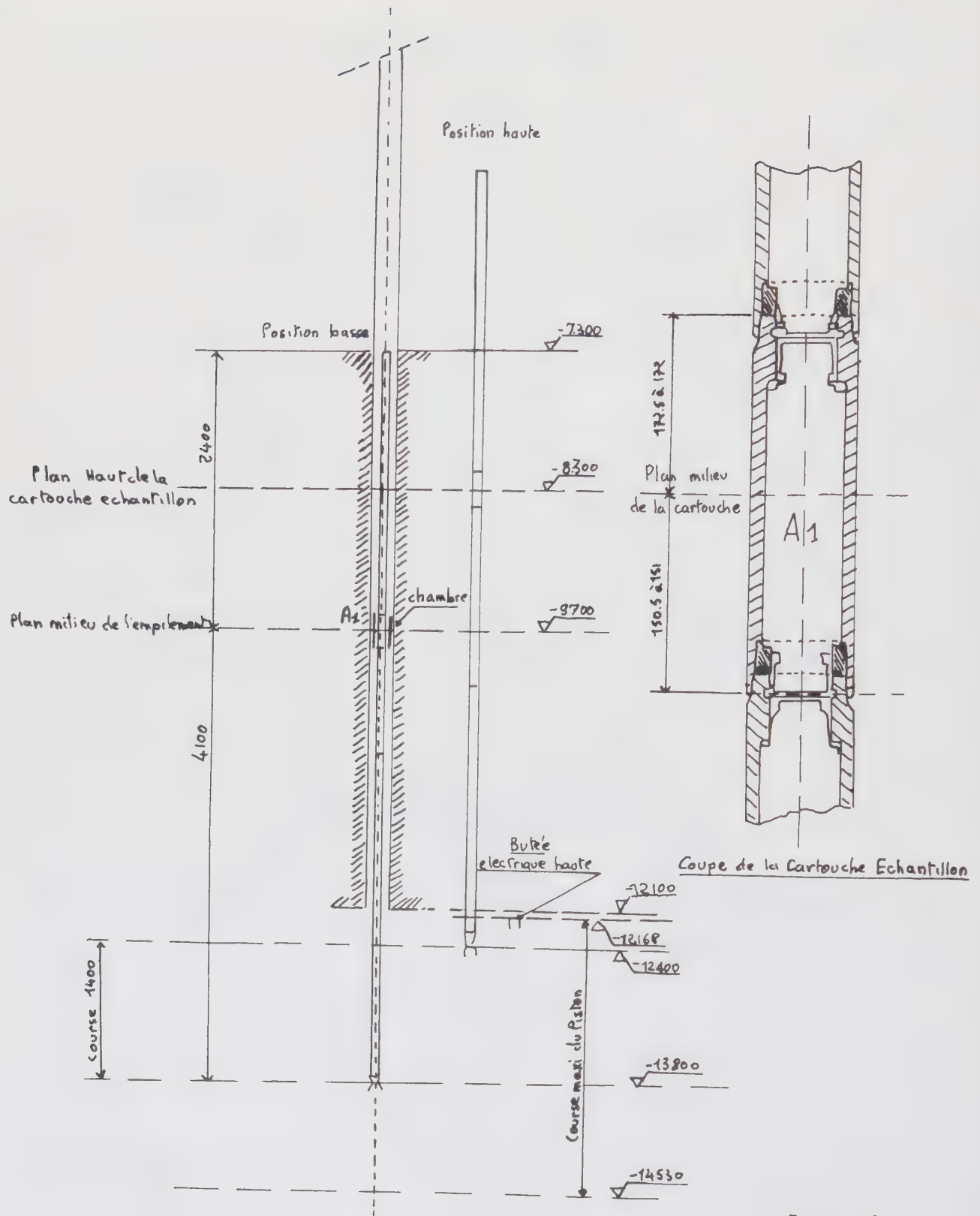
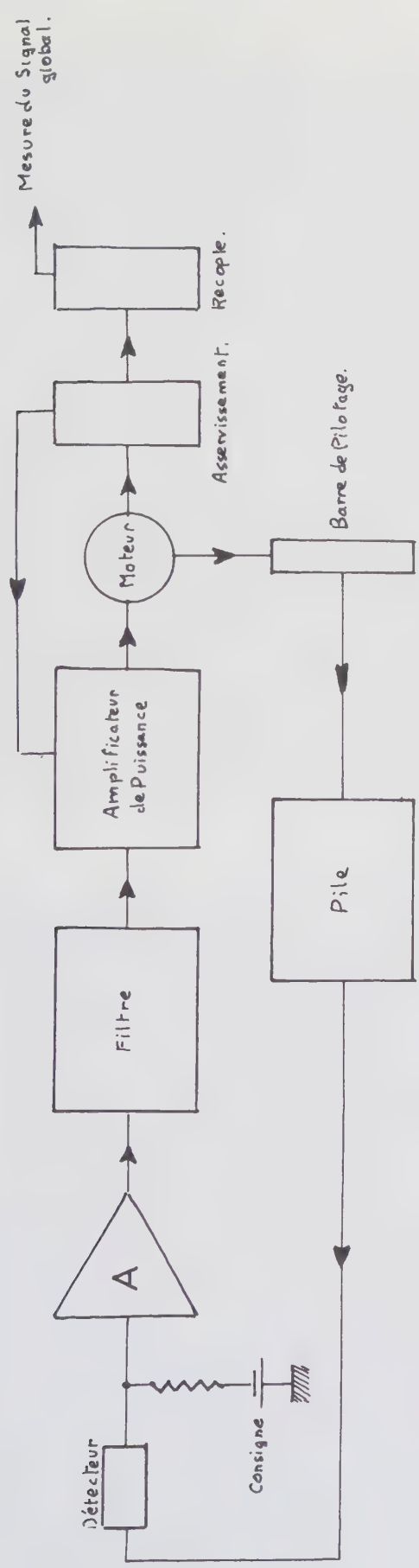


Fig. 6

Schéma de principe du Pilote automatique



Constitution de la Barre de Pilotage

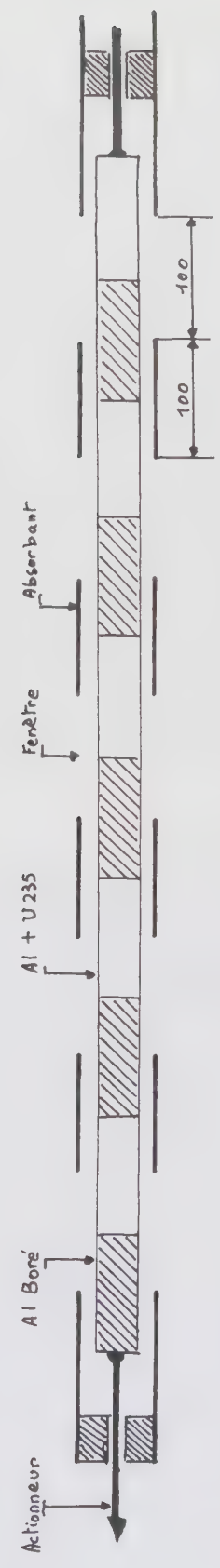
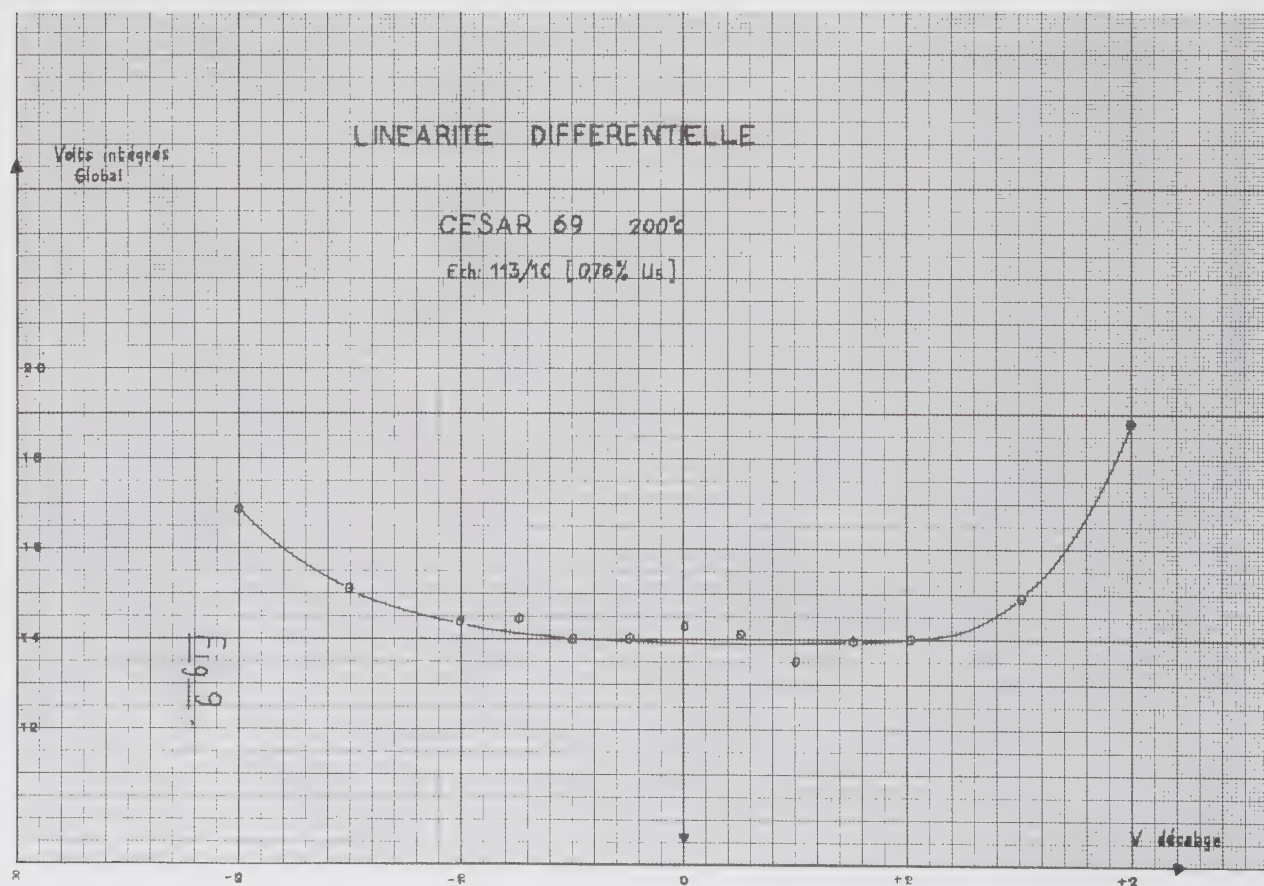
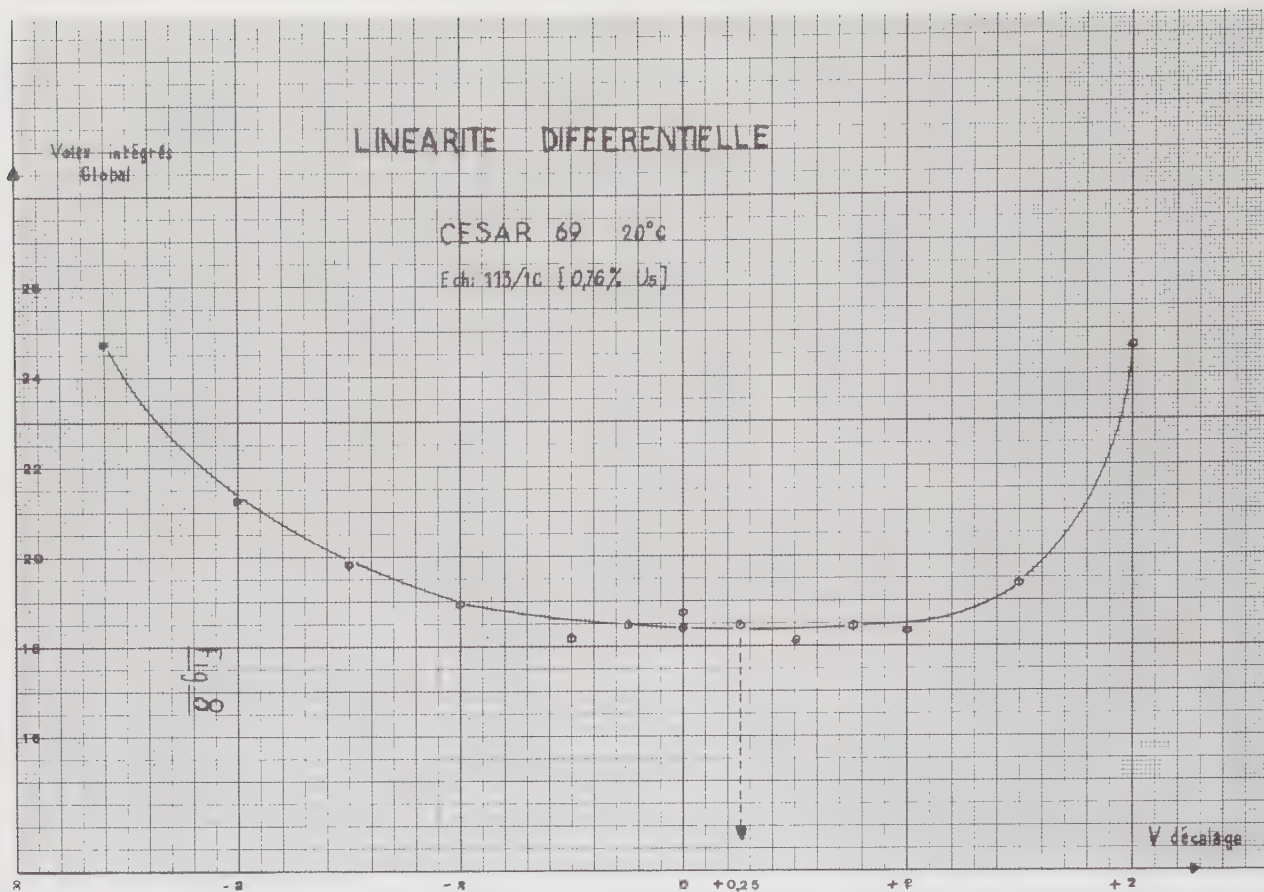
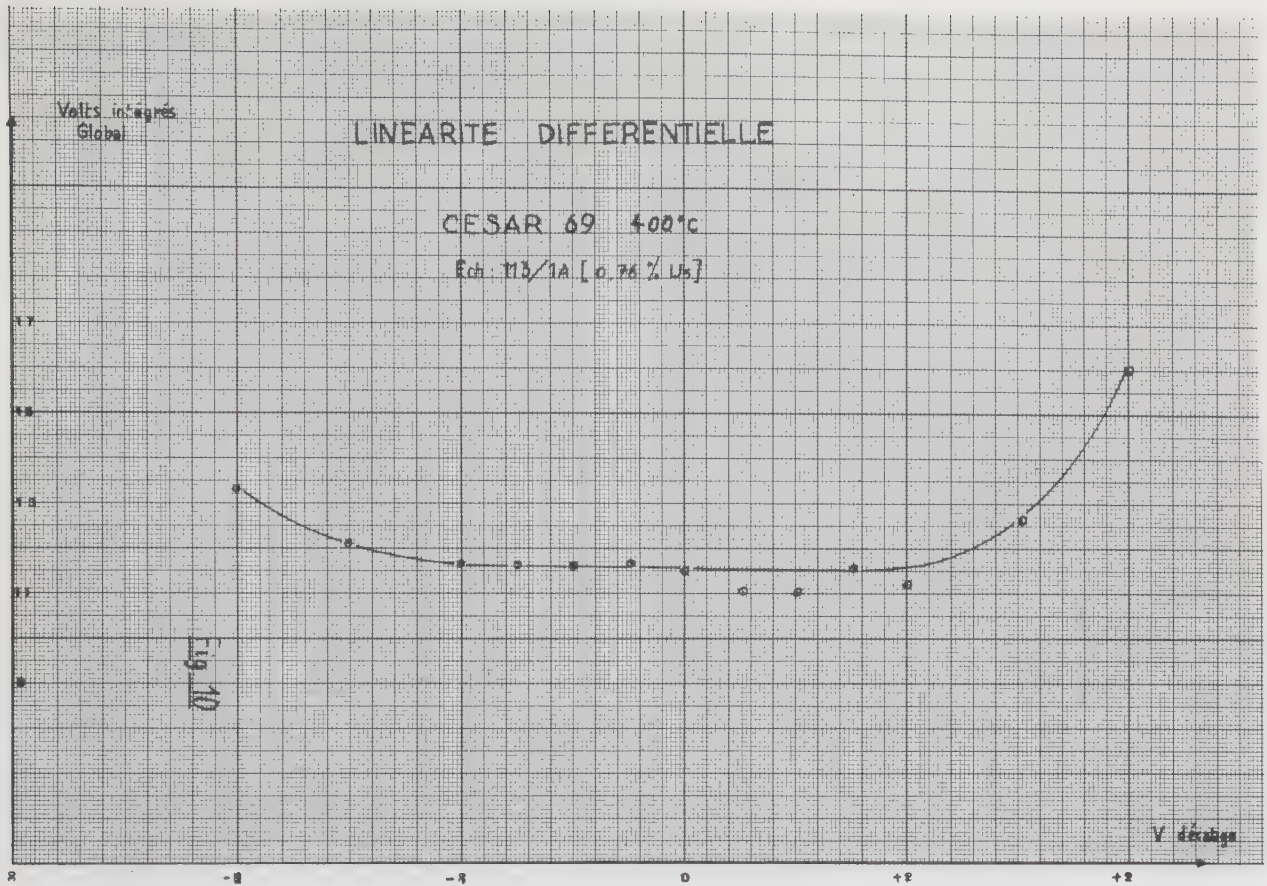


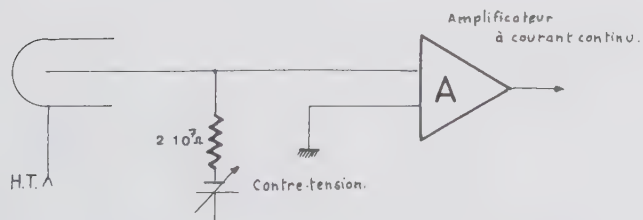
Fig. 7





Circuit de détection

chambre à compensation γ interne.
(chambre "global")



chambre de signal local.

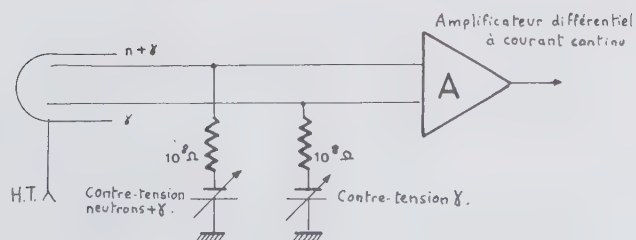
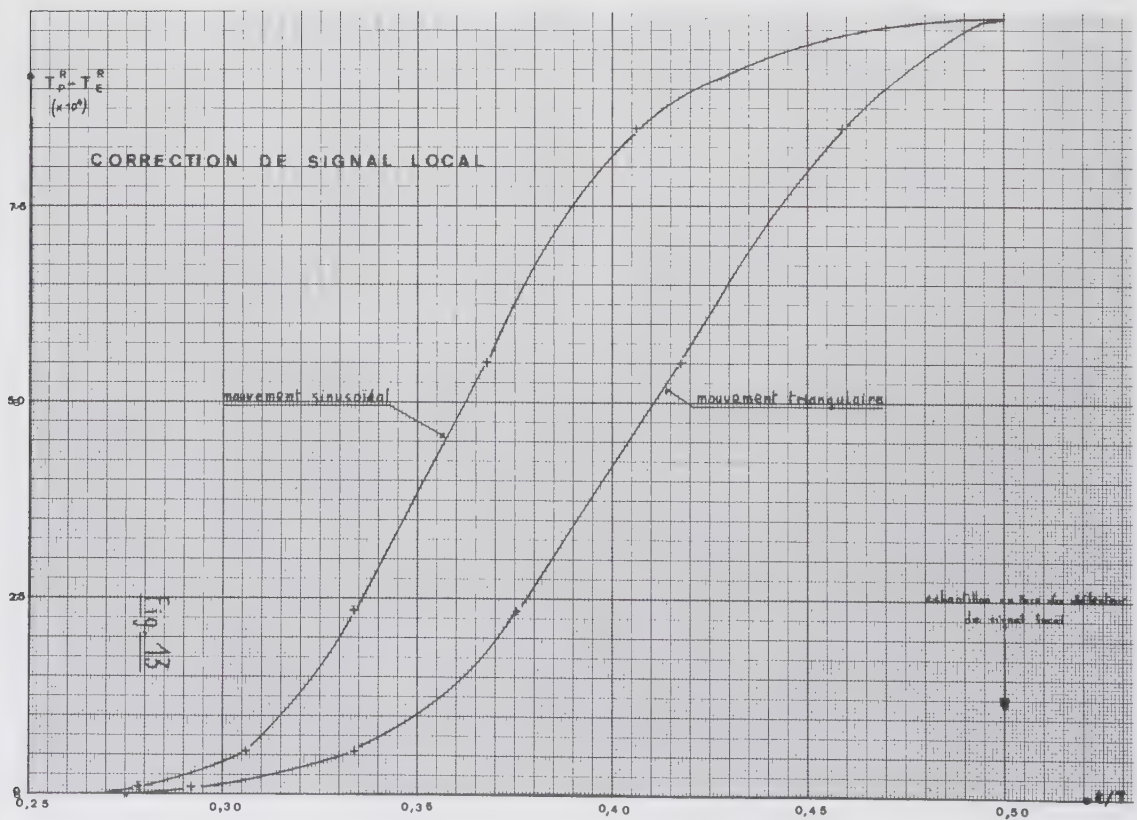
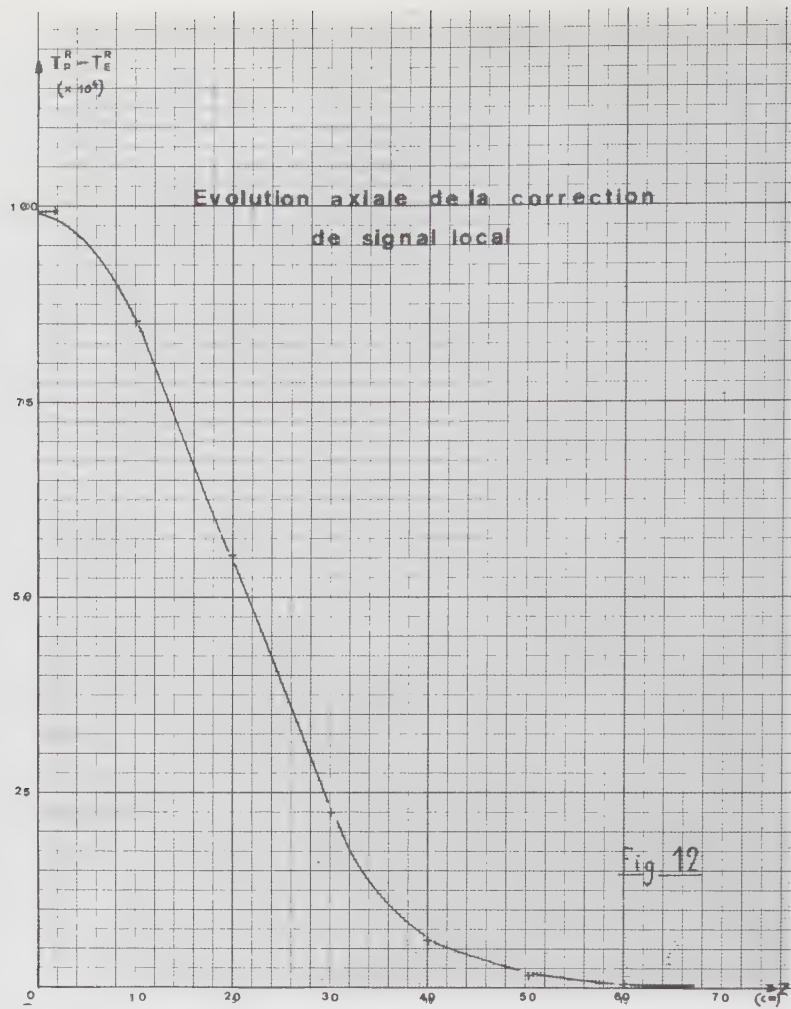
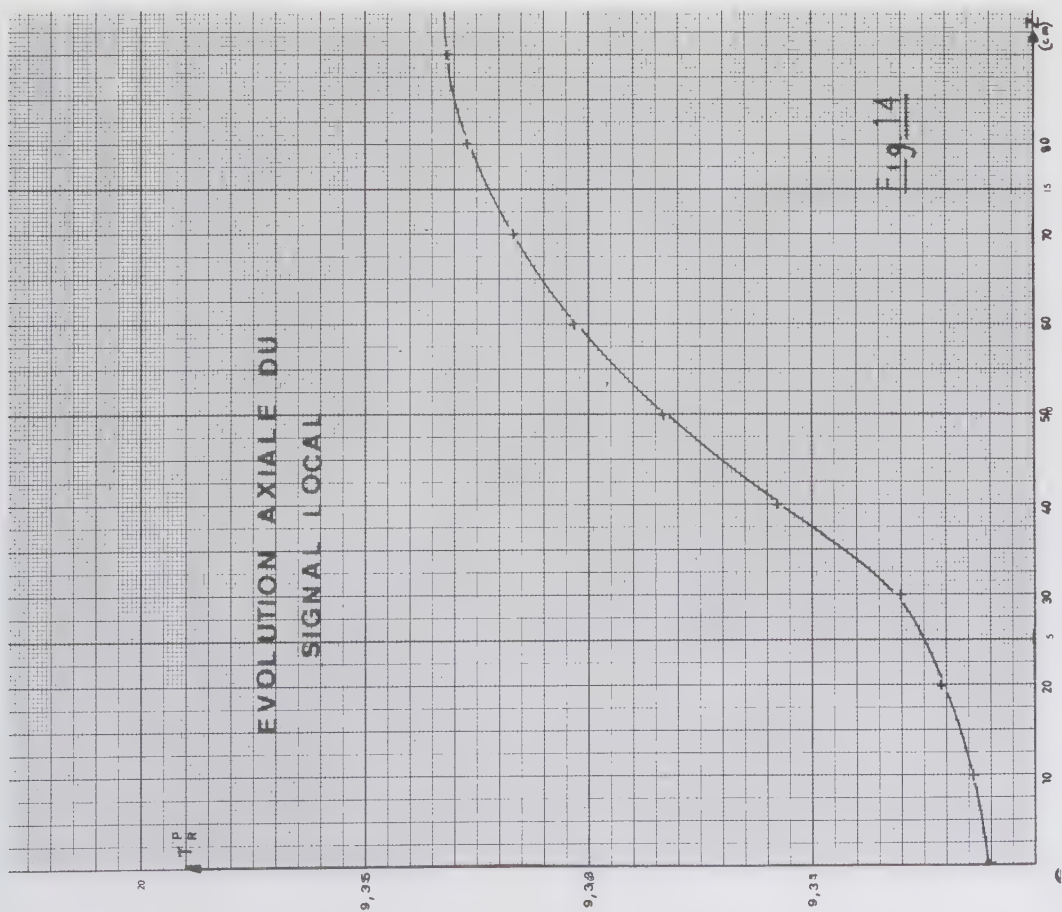
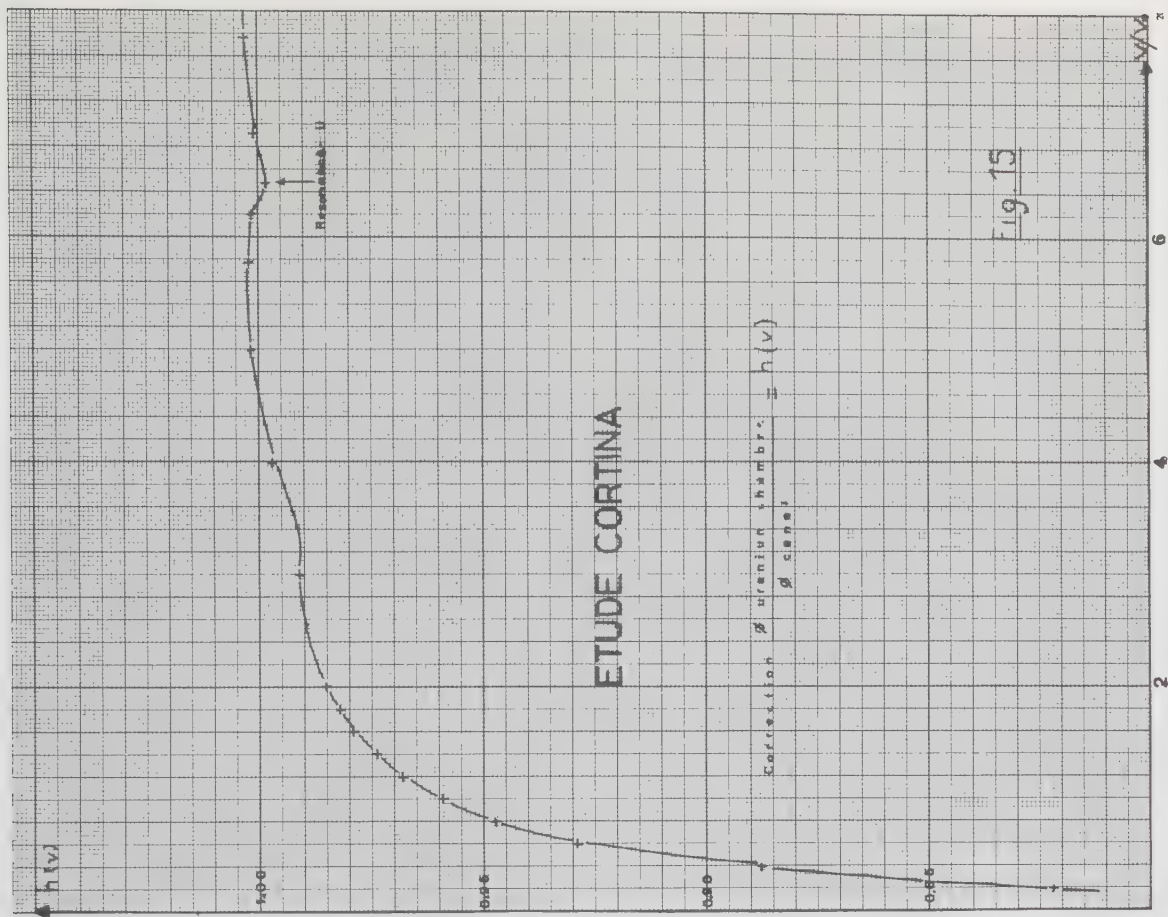
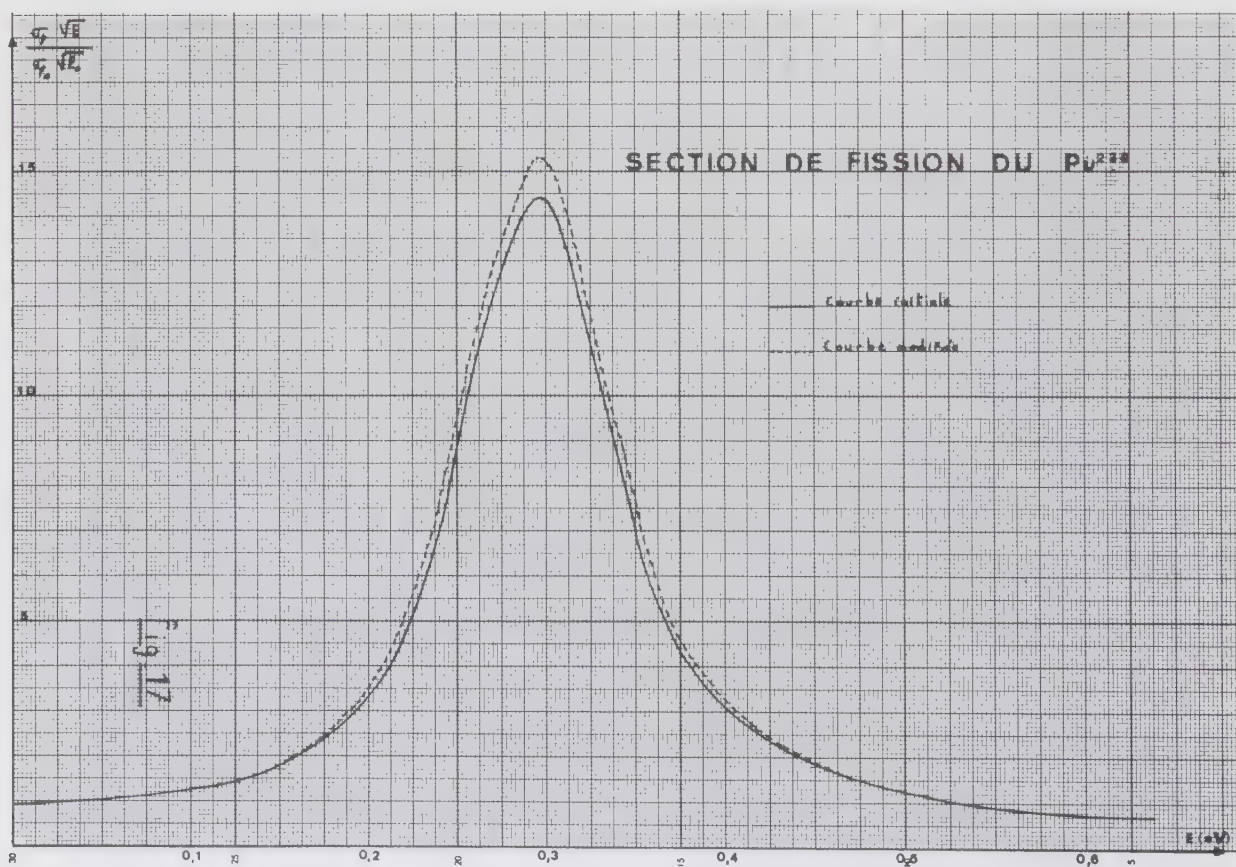
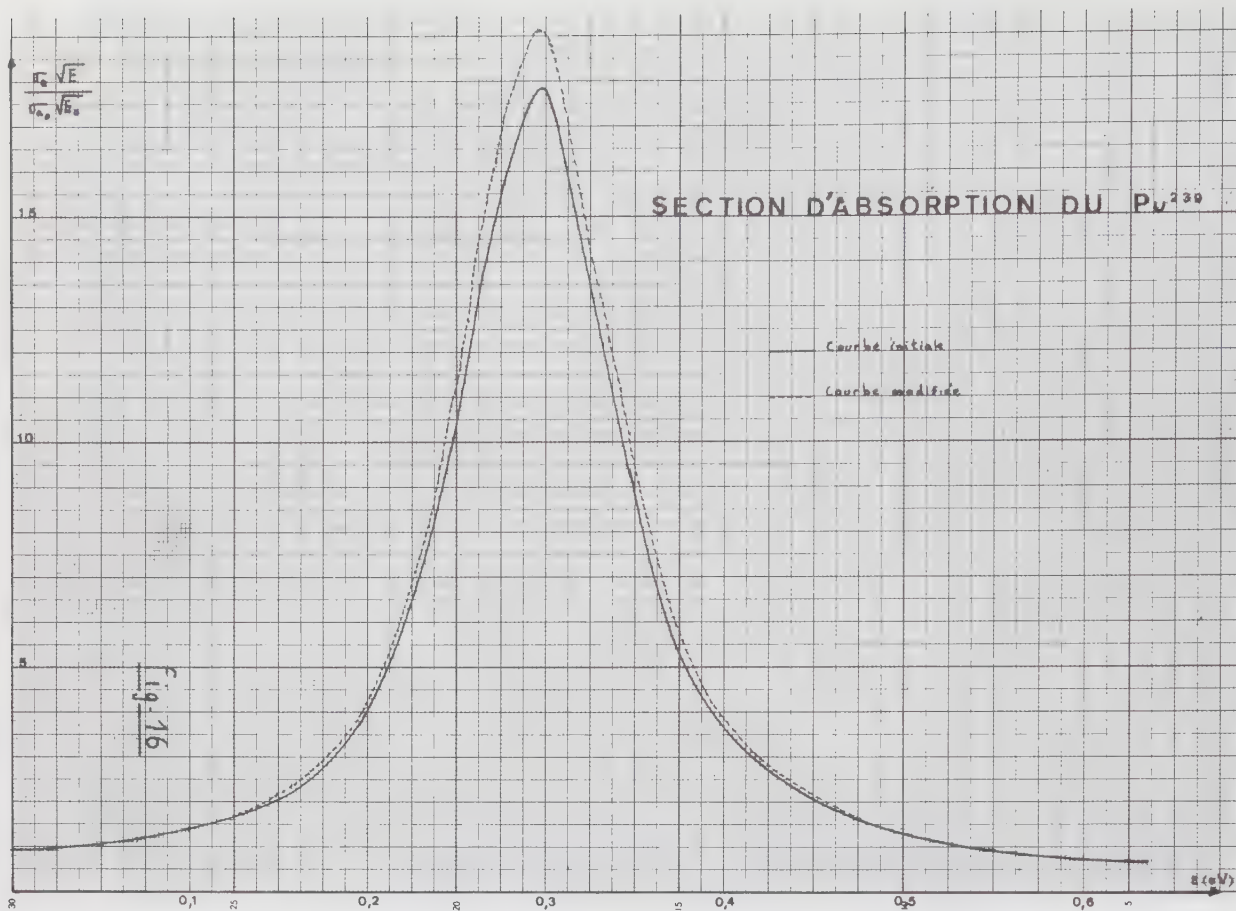


Fig. 11







LISTE DES TABLEAUX

I	Analyses des échantillons U-Pu
II	Défauts de masse des échantillons
III	Analyses des échantillons étalons
IV	Paramètres des axes
V A-B	Signaux bruts et corrigés de masse vélocimétrie-sélecteur 20 °C
VI "	" " " " " " 200 °C
VII	" " " " " " 400 °C
VIII	Sections efficaces effectives de référence
IX	Termes correctifs d'environnement THERMOS
X	Quantités calculées par THERMOS : η_P/η_E , L_P-L_E

TABLEAU 1

ANALYSES DES ECHANTILLONS U-PU

DATE 1/6/69 CAMPAGNE CESAR 69

NUMERO ECH.				N5	N9	N1	N0	N2	NAM
174	45	15	8	0.22559	0.06370	0.00036	0.00543	0.00002	0.00017
175	45	20	8	0.22559	0.08642	0.00046	0.00738	0.00003	0.00022
176	45	25	3	0.21132	0.11592	0.00012	0.00372	0.0	0.00010
177	45	25	20	0.22702	0.09530	0.00344	0.01631	0.00152	0.00057
191	22	25	3	0.10891	0.11213	0.00016	0.00437	0.0	0.00008
193	22	30	3	0.11000	0.13608	0.00019	0.00517	0.0	0.00009
195	22	35	3	0.10996	0.15699	0.00022	0.00597	0.0	0.00011
186	22	30	8	0.10370	0.12896	0.00073	0.01100	0.00005	0.00035
196	22	35	8	0.11172	0.14807	0.00084	0.01263	0.00005	0.00040
192	22	25	20	0.09922	0.09199	0.00243	0.02272	0.00036	0.00110
194	22	30	20	0.09917	0.11027	0.00291	0.02724	0.00043	0.00132
178	35	25	35	0.17138	0.07886	0.00758	0.02699	0.00374	0.00097
179	35	30	35	0.17195	0.09308	0.00899	0.03199	0.00443	0.00114
189	35	35	35	0.17152	0.11169	0.01038	0.03832	0.00526	0.00134

TABLEAU 2

DEFAUTS DE MASSE DES ECHANTILLONS

NO	M	MNAT	HOM	SUP	LON
101	3725.0	3725.00	-2.9839	6.8936	-0.5100
102	3623.5	3623.50	-101.8576	6.2390	-2.4817
103	3823.0	3823.00	100.1596	3.0725	-1.8325
104	3674.0	3674.00	-52.1530	5.8103	-1.2577
105	3778.0	3778.00	48.7177	9.7517	-2.0697
110	3700.0	3692.81	-1.6971	-12.6445	-14.4505
111	3713.8	3709.59	5.9196	-16.6582	-1.2699
112	3722.0	3718.89	2.1181	-4.3206	-0.5091
113	3708.0	3706.51	-0.8484	-13.2305	-1.0150
114	3714.5	3715.16	5.5063	-9.9089	-2.0353
115	3707.2	3709.37	-0.0	-10.7107	-1.5239
116	3712.0	3714.98	0.5632	-1.8384	-5.3423
120	3723.6	3723.52	2.5484	0.6482	-1.2738
121	3723.2	3723.08	0.8463	2.5398	-1.9103
122	3725.0	3724.81	3.3985	1.3401	-1.5291
123	3709.0	3708.74	-3.3941	-9.2124	-0.2539
124	3725.0	3724.59	-2.5551	5.8000	-0.2549
174	3679.0	3683.32	-1.2780	-28.4148	-8.5839
175	3691.0	3693.56	-3.8080	-13.5903	-10.6371
176	3648.8	3647.50	-3.5080	-70.3000	-0.3741
177	3695.0	3695.48	1.6849	-25.4050	-2.4044
178	3711.0	3715.21	1.6932	-7.1973	-0.8902
179	3676.0	3678.33	-20.6715	-21.4629	-1.1332
186	3645.0	3651.33	-3.7585	-65.2598	-1.2500
189	3692.0	3692.50	-0.8453	-26.8645	-1.3905
191	3663.0	3672.01	0.9759	-43.5188	-7.0449
192	3714.0	3724.06	4.1113	-1.6445	-0.0024
193	3702.0	3708.81	-3.9630	1.3518	-10.1742
194	3713.0	3721.47	3.8268	-1.4143	-2.5474
195	3685.0	3690.36	-8.0391	-13.8418	-9.3600
196	3662.0	3667.23	-5.2016	-27.7371	-21.4306
210	3725.0	3716.03	-2.5499	-1.7446	-1.2721
230	3718.0	3718.00	-6.8013	3.2012	0.0
231	3672.0	3672.00	-3.8317	5.9182	-51.6868
232	3643.0	3643.00	-5.1009	2.9238	-76.4231
233	3619.0	3619.00	-4.2536	3.4177	-101.7645
234	3599.0	3599.00	-0.0	5.0620	-127.6623
300	3709.0	3709.00	-1.7796	-11.0710	0.2507
301	3709.5	3709.50	-7.6324	-4.9730	0.5046
302	3707.0	3707.00	-12.7315	-1.1080	-0.7613
303	3710.0	3710.00	-14.5314	3.6930	-0.7619

TABLEAU 3

ANALYSES DES ECHANTILLONS ETALONS

AXE BORE

NO.ECH	N5/N8	ENR(0/0)	N5	TENEUR	DELTA NB
120	7254.00	0.71143	0.34619	22.80	0.02411
121	7254.00	0.71143	0.34619	36.40	0.03849
122	7254.00	0.71143	0.34619	56.60	0.05985
123	7254.00	0.71143	0.34619	67.70	0.07159
124	7254.00	0.71143	0.34619	105.80	0.11188

AXE U5

NO.ECH	N5/N8	ENR(0/0)	N5	DELTA N5
210	9638.00	0.00943	0.45996	0.11377
212	8763.00	0.00858	0.41821	0.07202
111	8416.00	0.00824	0.40165	0.05546
112	8105.00	0.00794	0.38680	0.04061
113	7665.00	0.00751	0.36580	0.01961
114	7071.00	0.00693	0.33746	-0.00873
115	6654.00	0.00653	0.31756	-0.02863
116	6389.00	0.00627	0.30491	-0.04128

Tableau 4

	Signal	Axe	Origine	Pente	Terme du 2 ^o degré	Courbure
César 69 20 °C Vélodyne	L	U5	- 0.75 ± 0.12	293.2 ± 3	- 250 ± 42	0.853
		B	- 0.30 ± 0.29	930.1 ± 12	- 754 ± 99	0.810
	G	U5	- 1.08 ± 0.11	1035.3 ± 3	- 783 ± 40	0.756
		B	- 1.06 ± 0.40	- 1657.5 ± 6	1635 ± 135	0.987
César 69 20 °C Sélecteur	L	U5	3.09 ± 0.94	1111.5 ± 27	- 630 ± 332	0.567
		B	4.34 ± 1.70	4345.0 ± 68	4131 ± 570	0.951
	G	U5	4.96 ± 0.83	- 5235.2 ± 24	- 4088 ± 294	0.781
		B	5.92 ± 1.70	8316.0 ± 120	- 7936 ± 1000	0.954
César 69 200 °C Vélodyne	L	U5	0.22 ± 0.10	246.7 ± 3	- 235 ± 37	0.953
		B	0.49 ± 0.28	804.5 ± 11	- 694 ± 95	0.862
	G	U5	- 1.03 ± 0.07	809.9 ± 2	- 606 ± 24	0.748
		B	- 1.13 ± 0.25	- 1284.9 ± 10	1241 ± 83	0.966
César 69 200 °C Sélecteur	L	U5	5.54 ± 0.48	940.9 ± 14	- 728 ± 172	0.774
		B	6.51 ± 1.57	3680.6 ± 63	- 3316 ± 530	0.901
	G	U5	1.94 ± 0.83	- 4120.9 ± 24	3345 ± 294	0.812
		B	6.05 ± 2.05	6417.7 ± 82	5703 ± 695	0.889
César 69 400 °C Vélodyne	L	U5	0.98 ± 0.15	232.5 ± 4	- 146 ± 54	0.626
		B	0.67 ± 0.55	780.3 ± 22	- 840 ± 186	1.076
	G	U5	- 1.25 ± 0.10	674.3 ± 3	- 493 ± 37	0.732
		B	- 1.30 ± 0.37	- 1062.0 ± 15	946 ± 127	0.890

TABLEAU 5-A

SIGNAUX VELODYNE CESAR 69 20 DEGRES

NUMERO	NBRE DE MES.	SIGNAL BRUT		SIGNAL CORRIGE	
		L	G	L	G
101	3	-0.2	-1.0	-0.3	-1.0
102	3	-10.4	-1.6	-0.6	-0.9
103	3	9.7	-0.1	-0.8	-0.8
104	3	-5.4	-1.3	-0.4	-1.0
105	3	5.4	-0.7	-0.1	-1.1
230	2	-0.8	-1.0	-0.3	-1.0
231	2	-6.7	-1.5	-0.7	-1.0
232	2	-10.3	-2.0	-1.4	-1.3
233	2	-12.5	-1.9	-0.8	-0.9
234	2	-14.7	-2.1	-0.8	-0.9
300	2	-0.9	-1.0	-0.0	-1.0
301	2	-1.9	-1.1	-0.8	-1.0
302	2	-2.4	-1.2	-0.9	-1.1
303	2	-1.8	-1.0	-0.5	-0.9
111	2	13.2	53.3	13.9	53.6
112	2	10.7	39.3	10.9	39.4
113	11	4.1	18.4	5.2	18.6
114	2	-3.7	-10.1	-3.3	-10.0
115	2	-10.5	-31.4	-9.6	-31.4
116	2	-14.0	-45.1	-13.3	-45.2
210	2	29.2	106.2	29.8	106.4
212	2	17.5	69.6	19.2	70.2
120	2	21.7	-39.8	21.5	-39.8
121	4	35.1	-63.4	35.0	-63.4
122	2	52.9	-94.4	52.6	-94.4
123	4	60.7	-110.3	61.9	-110.6
124	3	94.7	-166.4	94.6	-166.2
174	2	8.9	-11.6	12.1	-11.4
175	2	24.6	27.5	27.4	28.0
176	2	30.6	68.1	36.5	70.0
177	2	37.7	42.6	39.9	43.1
178	2	24.0	-44.2	24.4	-44.2
179	2	32.8	-17.1	37.0	-17.0
186	2	15.5	-22.6	20.9	-22.5
189	2	48.1	10.8	50.6	11.1
191	2	2.2	-42.1	6.0	-42.3
192	2	3.9	-108.3	3.6	-108.3
193	3	19.3	3.0	21.0	3.1
194	2	18.6	-73.7	18.6	-73.7
195	2	30.2	37.8	33.5	38.4
196	2	28.3	15.3	33.9	16.0

TABLEAU 5-B

SIGNAUX SELECTEUR CESAR 69 20 DEGRES

NUMERO	NBRE DE MES.	SIGNAL BRUT		SIGNAL CORRIGE	
		L	G	L	G
101	2	6.0	4.6	5.6	4.8
102	1	-34.0	8.8	6.8	4.6
103	1	47.2	0.1	3.6	4.7
104	2	-17.4	6.3	3.1	4.2
105	1	30.5	1.6	7.8	4.1
231	1	-23.6	7.3	3.1	4.9
232	1	-39.6	10.2	0.7	6.5
233	1	-49.4	8.3	2.9	3.4
234	1	-60.1	10.4	2.4	4.6
300	2	2.1	4.7	5.9	4.2
301	2	-2.3	4.8	2.0	4.3
302	2	-3.7	5.1	2.3	4.4
303	2	-2.0	5.7	3.4	5.2
120	1	105.7	202.2	105.1	202.2
121	1	167.5	318.4	167.4	318.4
122	1	251.7	474.6	250.5	474.3
123	1	287.1	555.8	292.4	557.2
124	1	439.6	838.6	439.0	838.1
111	1	56.1	-270.8	59.3	-272.2
112	1	49.5	-199.7	50.2	-199.9
113	4	20.8	-93.8	25.5	-94.9
114	1	-9.3	51.5	-7.7	51.3
115	1	-34.8	159.6	-31.1	159.5
116	1	-45.9	226.4	-42.9	226.5
210	1	119.5	-535.4	122.0	-536.5
212	1	72.7	-351.5	79.4	-354.8
174	2	47.4	58.2	61.2	57.1
175	2	109.9	-138.9	122.2	-141.3
176	2	130.9	-344.6	155.4	-355.1
177	2	167.8	-214.1	176.9	-216.9
178	2	115.7	222.2	117.8	222.3
179	3	151.7	84.7	169.3	83.7
186	2	76.5	113.1	98.9	112.0
189	1	214.6	-55.6	225.2	-57.3
192	4	39.4	544.9	38.1	544.7
193	1	89.7	-15.3	96.9	-16.0
194	1	95.6	371.1	95.8	371.1
196	2	127.5	-76.8	151.6	-80.6

TABLEAU 6-A

SIGNAUX VELODYNE CESAR 69 200 DEGRES

NUMERO	NBRE DE MES.	SIGNAL L	SIGNAL BRUT G	SIGNAL CORRIGE L	SIGNAL CORRIGE G	NUMERO	NBRE DE MES.	SIGNAL L	SIGNAL BRUT G	SIGNAL CORRIGE L	SIGNAL CORRIGE G
101	2	0.8	-1.0	0.7	-1.0	101	2	8.1	4.0	7.6	5.1
102	2	-6.9	-1.3	0.7	-0.8	102	2	-23.9	6.4	8.4	-21.4
103	2	8.6	-0.3	0.5	-0.9	103	2	42.5	0.9	7.8	29.7
104	2	-3.0	-1.1	0.7	-0.8	104	2	-8.0	5.6	8.2	-7.8
105	2	5.0	-0.4	0.8	-0.7	105	2	26.4	2.3	8.2	18.4
230	2	0.1	-1.2	0.5	-1.1	230	2	5.5	4.8	7.0	3.8
231	2	-4.5	-1.2	0.2	-0.9	231	2	-15.4	6.7	5.1	-9.9
232	2	-7.1	-1.3	0.0	-0.8	232	2	-26.8	5.3	4.3	-20.8
233	2	-9.1	-1.6	0.2	-0.9	233	2	-34.3	7.7	6.0	-26.5
234	2	-10.9	-1.7	0.2	-0.9	234	2	-42.4	8.5	5.9	-32.6
300	2	-0.6	-1.0	0.1	-1.0	300	2	2.5	4.3	5.8	0.4
301	2	-0.7	-1.0	0.1	-0.9	301	2	2.0	4.3	5.6	0.8
302	2	-0.9	-1.0	0.2	-0.9	302	2	1.0	5.1	5.8	0.9
303	2	-0.6	-0.8	0.4	-0.7	303	2	2.7	4.2	6.9	1.0
120	2	19.2	-31.6	19.1	-31.6	120	2	102.0	-419.2	104.0	-421.5
121	2	31.1	-49.3	31.1	-49.3	121	2	63.4	-274.5	69.2	-283.5
122	2	46.5	-73.4	46.3	-73.4	122	2	49.6	-211.0	52.4	-215.6
123	2	53.1	-86.1	54.1	-86.3	123	2	43.1	-156.2	43.7	-157.2
124	2	82.1	-129.6	81.9	-129.5	124	2	20.3	-73.1	24.3	-78.0
210	2	24.9	83.0	25.4	83.2	210	2	-3.2	40.8	-1.8	38.7
212	2	15.5	54.4	16.8	54.9	212	2	-25.8	125.3	-22.7	121.9
111	2	11.8	41.7	12.5	41.9	111	2	-37.6	178.7	-35.3	176.8
112	2	9.8	30.9	9.9	30.9	112	2	91.3	158.8	90.7	159.3
113	12	4.1	14.3	5.1	14.5	113	2	146.3	248.1	146.1	248.4
114	2	-1.9	-8.2	-1.6	-8.2	114	2	217.2	368.0	216.2	368.6
115	2	-8.0	-24.8	-7.3	-24.9	115	2	246.4	434.9	250.8	432.5
116	2	-11.1	-35.4	-10.5	-35.4	116	2	377.8	653.6	377.1	654.0
174	2	18.1	3.2	20.9	3.5	174	2	83.4	-16.8	95.3	-29.0
175	3	33.6	36.0	36.0	36.5	175	3	145.6	-182.0	155.9	-192.3
176	2	40.6	70.8	45.8	72.6	176	2	172.1	-357.9	194.3	-388.0
177	2	45.3	48.8	47.2	49.3	177	2	195.2	-247.1	203.3	-257.1
178	2	34.1	-18.7	34.6	-18.7	178	2	156.5	94.3	158.4	92.4
179	3	42.6	4.4	46.1	4.7	179	3	189.4	-23.2	204.6	-36.3
186	3	27.8	4.5	33.5	5.0	186	3	129.5	-23.2	149.9	-45.3
189	3	57.3	27.9	59.5	28.3	189	2	251.7	-142.7	261.2	-152.9
191	2	18.7	-12.0	22.1	-11.9	191	2	89.0	60.4	103.5	45.7
192	3	19.7	-65.2	19.4	-65.1	192	3	100.7	328.8	99.6	329.3
193	3	35.0	25.0	36.4	25.2	193	3	153.5	-126.2	159.5	-130.8
194	4	33.3	-36.8	33.3	-36.8	194	4	155.2	185.3	155.3	185.1
195	2	45.1	52.7	47.9	53.3	195	2	193.7	-266.4	205.6	-278.4
196	2	42.9	34.7	47.8	35.6	196	2	187.5	-175.9	208.3	-195.9

TABLEAU 6-B

SIGNAUX SELECTEUR CESAR 69 200 DEGRES

TABLEAU 7

SIGNAUX VELODYNE CESAR 69 400 DEGRES

NUMERO	NBRE DE MES.	SIGNAL BRUT		SIGNAL CORRIGE	
		L	G	L	G
101	3	1.3	-1.1	1.1	-1.1
102	2	-5.4	-1.4	1.3	-1.1
103	6	8.1	-0.8	0.9	-1.2
104	2	-2.7	-1.3	0.7	-1.2
105	2	5.3	-0.9	1.5	-1.1
230	2	1.0	-1.1	1.3	-1.1
231	2	-3.0	-1.3	0.9	-1.1
232	2	-5.3	-1.6	0.7	-1.2
233	2	-7.1	-1.5	0.6	-1.1
234	2	-8.4	-1.6	0.9	-1.1
210	3	25.4	68.9	25.8	69.0
212	3	15.4	44.7	16.7	45.1
111	2	12.4	34.1	13.0	34.2
112	1	10.2	25.5	10.3	25.5
113	8	5.0	11.6	5.9	11.7
114	1	-0.9	-7.1	-0.6	-7.1
115	3	-6.5	-21.2	-5.9	-21.2
116	1	-9.5	-29.8	-9.1	-29.8
120	3	18.5	-26.3	18.4	-26.3
121	2	30.1	-41.4	30.1	-41.3
122	2	44.1	-61.1	43.9	-61.1
123	1	51.6	-72.2	52.5	-72.3
124	2	77.6	-108.5	77.4	-108.4
174	1	32.5	20.4	35.2	20.8
175	1	50.8	51.5	53.1	52.0
186	1	55.0	33.3	59.9	34.3
191	1	41.0	18.9	44.4	19.4
192	1	39.7	-28.4	39.5	-28.4
193	1	59.1	50.9	60.4	51.1
194	1	55.2	-2.1	55.2	-2.1
195	1	69.7	75.1	72.5	75.8
196	1	67.5	59.3	72.3	60.4

TABLEAU 8

SECTIONS EFFICACES EFFECTIVES DE REFERENCE COREGRAF 2 20 DEGRES

	F5	F9	F1	A5	A9	A1	A0	A2	AAM
174	0.9470	1.4391	1.1159	0.9584	1.3306	1.1273	3.0212	4.9610	1.5513
175	0.9463	1.4323	1.1160	0.9584	1.3227	1.1265	2.9658	5.2606	1.5649
176	0.9461	1.4213	1.1138	0.9589	1.3093	1.1232	3.5437	5.5156	1.5729
177	0.9461	1.4321	1.1178	0.9587	1.3229	1.1279	2.5397	5.2210	1.5773
191	0.9507	1.4025	1.1033	0.9624	1.2832	1.1123	3.0918	4.8123	1.4986
193	0.9499	1.1993	1.1040	0.9623	1.2799	1.1125	3.1466	5.1199	1.5177
195	0.9495	1.1967	1.1049	0.9626	1.2772	1.1129	3.1799	5.3843	1.5347
186	0.9505	1.2003	1.1044	0.9628	1.2808	1.1129	2.6281	5.0255	1.5101
196	0.9498	1.1994	1.1062	0.9629	1.2805	1.1143	2.6546	5.3268	1.5316
192	0.9517	1.2069	1.1043	0.9630	1.2880	1.1137	2.1094	4.5676	1.4832
194	0.9513	1.2047	1.1054	0.9632	1.2859	1.1144	2.1021	4.8117	1.4987
178	0.9488	1.2276	1.1134	0.9606	1.3157	1.1237	2.1450	4.5084	1.5355
179	0.9483	1.2250	1.1140	0.9606	1.3128	1.1238	2.1266	4.6230	1.5472
189	0.9480	1.2221	1.1149	0.9609	1.3098	1.1241	2.1172	4.7455	1.5606

SECTIONS EFFICACES EFFECTIVES DE REFERENCE COREGRAF 2 200 DEGRES

	F5	F9	F1	A5	A9	A1	A0	A2	AAM
174	0.9208	1.4356	1.2253	0.9349	1.5909	1.2538	3.1920	5.1759	1.7360
175	0.9205	1.4205	1.2220	0.9353	1.5724	1.2489	3.1487	5.5282	1.7452
176	0.9205	1.3998	1.2158	0.9362	1.5468	1.2408	3.7939	5.8456	1.7486
177	0.9204	1.4172	1.2223	0.9357	1.5686	1.2485	2.6945	5.4980	1.7563
191	0.9243	1.3795	1.2044	0.9388	1.5191	1.2288	3.3326	5.1432	1.6720
193	0.9240	1.3702	1.2029	0.9394	1.5080	1.2260	3.4051	5.5024	1.6898
195	0.9239	1.3627	1.2017	0.9400	1.4991	1.2238	3.4488	5.8068	1.7055
186	0.9243	1.3728	1.2037	0.9395	1.5109	1.2272	2.8306	5.3947	1.6822
196	0.9239	1.3675	1.2036	0.9399	1.5050	1.2262	2.8620	5.7319	1.7023
192	0.9249	1.3898	1.2078	0.9389	1.5314	1.2332	2.2495	4.8620	1.6593
194	0.9248	1.3822	1.2067	0.9394	1.5223	1.2311	2.2457	5.1448	1.6725
178	0.9225	1.4165	1.2193	0.9370	1.5664	1.2460	2.2720	4.7457	1.7164
179	0.9224	1.4091	1.2181	0.9375	1.5576	1.2439	2.2581	4.8876	1.7265
189	0.9223	1.4014	1.2170	0.9381	1.5482	1.2416	2.2515	5.0349	1.7377

SECTIONS EFFICACES EFFECTIVES DE REFERENCE COREGRAF 2 400 DEGRES

	F5	F9	F1	A5	A9	A1	A0	A2	AAM
174	0.9050	1.7951	1.3791	0.9234	2.0527	1.4378	3.4843	5.5685	2.1538
175	0.9044	1.7502	1.3667	0.9238	1.9969	1.4214	3.4554	6.1002	2.1406
191	0.9078	1.6920	1.3442	0.9267	1.9220	1.3951	3.7329	5.7060	2.0441
193	0.9076	1.6664	1.3378	0.9275	1.8904	1.3854	3.8276	6.1378	2.0489
195	0.9075	1.6466	1.3318	0.9282	1.8661	1.3780	3.8852	6.5012	2.0553
186	0.9079	1.6736	1.3397	0.9276	1.8992	1.3886	3.1605	6.0137	2.0448
196	0.9076	1.6568	1.3356	0.9281	1.8787	1.3828	3.1988	6.4068	2.0563
192	0.9085	1.7183	1.3529	0.9269	1.9545	1.4060	2.4770	5.3675	2.0456
194	0.9084	1.6960	1.3471	0.9276	1.9270	1.3979	2.4778	5.7110	2.0463

TABLEAU 9

CORRECTIONS D ENVIRONNEMENT THERMOS 20 DEGRES

	QF5	QF9	QF1	QA5	QA9	QA1	QA0	QA2	QAAM
174	0.9997	0.9993	1.0000	0.9997	0.9993	0.9999	0.9943	1.0000	1.0000
175	1.0006	0.9952	0.9989	1.0005	0.9942	0.9984	0.9731	1.0000	1.0000
176	1.0013	0.9925	0.9983	1.0012	0.9909	0.9974	0.9558	1.0000	1.0000
177	1.0012	0.9927	0.9983	1.0011	0.9912	0.9975	0.9629	1.0000	1.0000
191	0.9993	1.0008	1.0004	0.9993	1.0011	1.0005	1.0030	1.0000	1.0000
193	1.0002	0.9970	0.9995	1.0002	0.9964	0.9991	0.9793	1.0000	1.0000
195	1.0010	0.9943	0.9989	1.0009	0.9930	0.9982	0.9616	1.0000	1.0000
186	1.0000	0.9979	0.9997	1.0000	0.9975	0.9995	0.9842	1.0000	1.0000
196	1.0009	0.9948	0.9990	1.0008	0.9936	0.9984	0.9666	1.0000	1.0000
192	0.9988	1.0035	1.0013	0.9989	1.0044	1.0017	1.0090	1.0000	1.0000
194	0.9996	0.9998	1.0003	0.9996	0.9999	1.0003	0.9933	1.0000	1.0000
178	1.0000	0.9983	0.9999	0.9999	0.9980	0.9996	0.9877	1.0000	1.0000
179	1.0006	0.9954	0.9996	1.0006	0.9945	0.9986	0.9768	1.0000	1.0000
189	1.0013	0.9926	0.9984	1.0012	0.9910	0.9976	0.9661	1.0000	1.0000

CORRECTIONS D ENVIRONNEMENT THERMOS 200 DEGRES

	QF5	QF9	QF1	QA5	QA9	QA1	QA0	QA2	QAAM
174	1.0007	0.9933	0.9984	1.0006	0.9922	0.9977	0.9708	1.0000	1.0000
175	1.0016	0.9896	0.9977	1.0014	0.9879	0.9966	0.9462	1.0000	1.0000
176	1.0023	0.9872	0.9975	1.0007	0.9850	0.9961	0.9224	1.0000	1.0000
177	1.0021	0.9874	0.9974	1.0019	0.9853	0.9961	0.9379	1.0000	1.0000
191	1.0007	0.9895	0.9943	0.9962	0.9885	0.9937	0.9647	1.0000	1.0000
193	1.0016	0.9907	0.9982	1.0014	0.9891	0.9972	0.9429	1.0000	1.0000
195	1.0024	0.9889	0.9980	1.0021	0.9864	0.9967	0.9237	1.0000	1.0000
186	1.0014	0.9914	0.9983	1.0012	0.9900	0.9974	0.9521	1.0000	1.0000
196	1.0022	0.9888	0.9980	1.0020	0.9868	0.9968	0.9334	1.0000	1.0000
192	1.0003	0.9962	0.9992	1.0002	0.9956	0.9988	0.9858	1.0000	1.0000
194	1.0010	0.9930	0.9986	1.0009	0.9919	0.9979	0.9688	1.0000	1.0000
178	1.0011	0.9920	0.9982	1.0009	0.9907	0.9974	0.9671	1.0000	1.0000
179	1.0017	0.9895	0.9978	1.0015	0.9878	0.9967	0.9550	1.0000	1.0000
189	1.0023	0.9871	0.9975	1.0021	0.9849	0.9961	0.9435	1.0000	1.0000

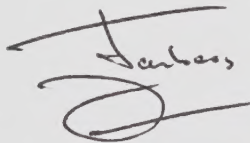
CORRECTIONS D ENVIRONNEMENT THERMOS 400 DEGRES

	QF5	QF9	QF1	QA5	QA9	QA1	QA0	QA2	QAAM
174	1.0012	0.9940	1.0001	1.0011	0.9933	0.9994	0.9433	1.0000	1.0000
175	1.0022	0.9913	1.0004	1.0020	0.9902	0.9993	0.9151	1.0000	1.0000
191	1.0017	0.9931	1.0003	1.0015	0.9923	0.9995	0.9275	1.0000	1.0000
193	1.0026	0.9911	1.0008	1.0024	0.9899	0.9997	0.8998	1.0000	1.0000
195	1.0034	0.9897	1.0013	1.0031	0.9882	1.0000	0.8798	1.0000	1.0000
186	1.0024	0.9915	1.0006	1.0022	0.9903	0.9996	0.9134	1.0000	1.0000
196	1.0032	0.9899	1.0010	1.0030	0.9885	0.9998	0.8943	1.0000	1.0000
192	1.0011	0.9947	1.0002	1.0010	0.9940	0.9996	0.9568	1.0000	1.0000
194	1.0019	0.9925	1.0003	1.0017	0.9915	0.9994	0.9386	1.0000	1.0000

Tableau 10

	$\bar{N}_P / \bar{N}_E$			$L_P - L_E$		
	20 °C	200 °C	400 °C	20 °C	200 °C	400 °C
45-15-8	1.0326	1.0337	1.0412	10.360	8.384	7.839
45-20-8	1.0411	1.0421	1.0521	12.185	9.706	9.552
45-25-3	1.0465	1.0492		12.914	10.730	
45-25-20	1.0485	1.0485		13.873	10.824	
22-25-3	1.0471	1.0505	1.0623	15.189	12.665	11.754
22-30-3	1.0540	1.0573	1.0706	16.266	13.319	12.698
22-35-3	1.0597	1.0629	1.0779	17.032	13.833	13.977
22-30-8	1.0560	1.0582	1.0711	17.348	13.875	13.137
22-35-8	1.0614	1.0637	1.0776	17.846	13.360	13.618
22-25-20	1.0503	1.0511	1.0619	17.411	14.675	12.893
22-30-20	1.0572	1.0583	1.0700	18.586	13.820	13.897
35-25-35	1.0378	1.0479		15.232	12.127	
35-30-35	1.0535	1.0535		16.170	12.798	
35-35-35	1.0604	1.0596		17.380	13.401	

Vu et approuvé
Orsay, le 24 mai 1971
Le Vice-Président du Centre d'Orsay

A handwritten signature in dark ink, appearing to be "J. Barba", with a large, stylized flourish below the name.

